N° d'ordre 345 Année 1969

# THÈSE

présentée

à la Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse

pour l'obtention

du grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

**Jean URGELL**
Ingénieur ESE-Radio
Docteur en Electronique

---

## Effets de multiplication par avalanche dans les jonctions au silicium

---

*Soutenue le 10 mai 1969. devant la Commission d'Examen*

---

MM. J. LAGASSE — Président

J. BOK
C. FERT
G. GIRALT
G. DUMAS — Examinateurs

N° d ordre 345

Année 1969

# THÈSE

présentée

à la Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse

pour l'obtention

du grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

**Jean URGELL**

Ingénieur ESE-Radio
Docteur en Electronique

---

## Effets de multiplication par avalanche dans les jonctions au silicium

---

*Soutenue le 10 mai 1969. devant la Commission d'Examen*

---

MM. J. LAGASSE — Président

J. BOK
C. FERT
G. GIRALT — Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE TOULOUSE

# FACULTE DES SCIENCES

## PERSONNEL

### Administration

M. BLAIZOT ..... Doyen
M. HURON ..... 1er assesseur
M. TROCHAIN ..... 2ème assesseur

### Honorariat

M. CAPDECOMME ..... Doyen honoraire, Recteur honoraire
M. DELTHEIL ..... Recteur honoraire, Doyen honoraire
Professeur honoraire
M. DUPOUY ..... Doyen honoraire, Membre de l'Institut
Directeur Général honoraire du CNRS
M. DURAND ..... Doyen honoraire
M. FOUCHE ..... Professeur honoraire
M. GAUSSEN ..... Professeur honoraire, correspondant
de l'Institut
M. JACQUES ..... Professeur honoraire
M. MIGNONAC ..... Professeur honoraire
M. MORQUER ..... Professeur honoraire, Correspondant
de l'Institut
M. VANDEL ..... Professeur honoraire, Membre de
l'Institut
M. TEISSIE-SOLIER ..... Professeur honoraire

*Professeurs*

M. ESCANDE..... Mécanique des fluides, Membre de l'Institut
M. DUPOUY..... Physique, Membre de l'Institut
M. CASTERAS..... Géologie, Correspondant de l'Institut
M. BEDOS..... Chimie
M. CAPDECOMME..... Minéralogie
M. DUPIN..... Radioélectricité
M. NOUVEL..... Biologie Générale
M. GALLAIS..... Chimie, Correspondant de l'Institut
M. DURAND..... Physique
M. FERT..... Physique
M. DIEHL..... Agronomie
M. LESBRE..... Chimie organique
M. BLAIZOT..... Physiologie
M. BRUNEL..... Physiologie végétale
M. HURON..... Mathématiques appliquées
M. MARGULIS..... Pédologie
M. TRICHE..... Chimie analytique et spectrographie
M. LEDOUX..... Zoologie appliquée
M. RIVALS..... Agriculture
M. PERRIER..... Physique
M. MATHIS..... Chimie
M. ORLIAC..... Géochimie et minéralogie
M. LAFOURCADE..... Physique
M. ANGELIER..... Zoologie
Melle DE FERRE..... Botanique
M. FARRAN..... Minéralogie et géotechnique
M. LAUDET..... Physique théorique et calcul numérique
M. SERFATY..... Biologie animale
M. NOUGARO..... Hydraulique générale et appliquée
M. LAGASSE..... Electrotechnique
M. GARDY..... Génie chimique
M. BLANC..... Physique nucléaire
M. BIREBENT..... Electronique appliquée

*Professeurs (suite)*

| | |
|---|---|
| M. VOIGT | Chimie minérale |
| M. LEREDDE | Botanique |
| M. LELUBRE | Géologie |
| M. TROCHAIN | Botanique |
| M. MASDUPUY | Chimie |
| M. LALAGUE | Mathématiques générales |
| M. DESSENS | Physique du globe, Correspondant de l'Institut |
| M. BOUIGUE | Astronomie |
| M. COUCHET | Physique |
| M. LEJEUNE | Chimie |
| M. LASCOMBES | Botanique |
| M. ASSELINEAU | Chimie biologique |
| M. MAURET | Chimie systématique |
| M. AGID | Physiologie |
| M. MONTANT | Cryptogamie |
| M. GAUTIER | Physique |
| M. CRUMEYROLLE | Mathématiques |
| M. GOURINARD | Géologie |
| M. PULOU | Minéralogie |
| M. CAMBOU | Physique spatiale |
| M. MIQUEL | Chimie |
| M. LACOSTE | Electrotechnique |
| M. THIBAULT | Mécanique rationnelle etaappliquée |
| M. MONTEL | Chimie physique et électrochimie |
| M. MASCART | Mathématiques |
| M. MEDIONI | Psychophysiologie |
| M. THIRRIOT | Hydrodynamique E.N.S.E.I.H.T. |
| M. BRENON | Géologie |
| M. LAFON | Calcul différentiel et intégral |
| M. RAYNAUD Pierre | Physiologie animale |
| M. ZALTA | Chimie Biologique |
| M. SEVELY | Electrotechnique |

*Professeurs associés*

M. MANSOUR

*Professeurs sans chaire*

| | |
|---|---|
| M. HAMANT | Botanique |
| Mme BRUNEL | Physiologie végétale |
| Melle BERDUCOU | Physiologie végétale |
| M. MARONI | Chimie |
| M. SECONDAT | Zootechnie et hydrobiologie appliquée |
| M. PICCA | Physique |
| M. MERIC | Mathématiques appliquées |
| M. BEETSCHEN | Biologie générale |
| M. REY | Botanique |
| Mme LECAL | Zoologie |
| M. BUGAREL | Génie chimique |
| M. COULOMB | Physique |
| M. MIROUSE | Géologie |
| M. POMMIEZ | Mathématiques générales |
| M. PILOD | Physique |
| M. LARROQUE | Physique |
| M. BARRANS | Chimie |
| M. TRINQUIER | Physique |
| M. GRUAT | Mécanique des fluides (hydraulique) |
| Mme LAFON | Mathématiques |
| Melle LAPEYRE | Mathématiques (informatique) |
| M. DAT | Mécanique des fluides |
| M. JEANNIN | Chimie minérale |
| M. BERTRAND | Chimie |
| M. SATGE | Chimie organique |
| M. DESQ | Mathématiques |
| M. MAHENC | Chimie |
| M. LATTES | Chimie |

Maîtres de Conférences

| | |
|---|---|
| M. BLANCHARD | mathématiques |
| M. COULON | Physique industrielle |
| M. ROCARD | Electronique |
| M. DEGEILH | Physique |
| M. FALLOT | Biologie végétale (viticulture et arboriculture) |
| M. POIBLANC | Chimie |
| M. TOUZE | Physiologie végétale |
| M. LACAZE | Physique |
| M. HOFFMANN | Electronique |
| M. FRASNAY | Mathématiques |
| M. CASSAGNAU | Zoologie |
| M. BITSCH | Zoologie |
| M. FONTAN | Physique nucléaire |
| M. GUERIN | Mathématiques |
| M. PESCIA | Physique |
| M. SICARD | Biologie génétique |
| M. CAUSSINUS | Mathématiques appliquées |
| M. DE LOTH | Chimie Physique |
| M. MARTY | Physique industrielle |
| M. BAUDRAS | Chimie biologique |
| M. DURAND Philippe | Physique |
| M. LEFEUVRE | Electronique E.N.S.E.I.H.T. |
| M. SOUQUET | Géologie |
| M. SAPORTE | Physique |
| M. ATTEIA | Mathématiques |
| M. ENJALBERT | Chimie |
| M. IMBERT | Psychophysiologie |
| M. SCHNEIDER | Biologie cellulaire |
| M. ANGELINO | Génie chimique |
| M. DABOSI | E.N.S.C. |
| M. ETTINGER | Mathématiques |

*Chargés d'enseignement*

M. THENOZ..... Minéralogie et géotechnie
M. PAGANI..... Physique
M. BEAUFILS..... Informatique

*Personnel de la Faculté affecté à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (I.N.S.A.)*

*Professeurs sans chaire*

M. CASSIGNOL..... Génie électrique
M. COLLETTE..... Physique

*Maîtres de Conférences*

M. FAGET..... Physique
M. TRUCHASSON..... Mécanique
M. SCHUTTLER..... Physique
M. ROQUES..... Chimie
M. DRILLAT..... Chimie
M. MIRA..... Génie électrique
M. GRATELOUP..... Génie électrique
M. LETURQ..... Génie électrique
M. SIRIEYS..... Génie civil
M. MASO..... Génie civil
M. DURAND Gilbert..... Chimie

*Secrétariat*

M. PRINEAU..... Conseiller Administratif des Services Universitaires

*Personnel de la Faculté affecté à l'I.U.T. de Toulouse*
*Maître de Conférences*

M. MARTIN..... Génie électrique

A tous les miens,
En témoignage d'affection

A Georges GIRALT

Directeur de Recherches au CNRS

## AVANT-PROPOS

Nous présentons, dans ce mémoire, une synthèse des études que nous avons développées dans le cadre du Laboratoire d'Automatique et de ses Applications Spatiales dirigé par Monsieur le Professeur J. LAGASSE.

En cette occasion, il nous est agréable de rendre hommage à Monsieur le Professeur J. LAGASSE qui, après nous avoir accueilli dans le Laboratoire a toujours été un Maître bienveillant.

Nous tenons également à remercier Monsieur le Professeur J. BOK, notre Parrain dans le cadre du CNRS, qui nous a guidé par ses conseils au cours de notre travail.

Malgré ses lourdes charges, Monsieur le Professeur Ch. FERT nous a fait l'honneur d'accepter de participer à notre Jury ; nous sommes heureux de le remercier pour l'intérêt qu'il a porté à notre travail.

Monsieur Georges GIRALT, Directeur de Recherches au CNRS, a suivi ce travail depuis ses débuts. Il a partagé nos difficultés en conjuguant l'autorité d'un maître et la sollicitude d'un ami ; puissent, ces quelques mots, lui exprimer notre reconnaissance.

Monsieur Guy DUMAS, Directeur à la Société SILEC, a bien voulu accepter de participer à notre Commission d'Examen. Les remarques qu'il nous a communiquées lors de l'examen du manuscript nous ont été d'un grand secours. Il nous est agréa-

ble de lui exprimer notre gratitude pour l'attention qu'il a porté à nos études.

Cette étude n'aurait pas pu se développer sans le support d'un Laboratoire. Nous sommes heureux, en cette circonstance, de rendre hommage à tout le personnel qui, à titre divers, assure la vie du Laboratoire d'Automatique et de ses Applications Spatiales.
Nous mentionnerons de façon particulière :

Les chercheurs et techniciens concernés par les composants électroniques pour l'aide et les encouragements qu'il nous ont apportés.

Messieurs J.P. GOUYON et G. BOUYSSOU pour leur ingéniosité dans le développement des programmes de calcul.

Le Service de Documentation, dirigé par Madame IPPOLITO, qui a mis en forme ce mémoire et où Monsieur E. LAPEYRE-MESTRE, Melle J. FIERT, Monsieur R. LORTAL, Messieurs A. FRESPUECH et A. AUER n'ont pas ménagé leur peine.

## LISTE DES SYMBOLES

| | |
|---|---|
| $\alpha$ $cm^{-1}$ | vitesse d'ionisation relative aux électrons |
| $\beta$ $cm^{-1}$ | vitesse d'ionisation relative aux trous |
| $q$ Coulomb | charge de l'électron |
| $KK_0$ F $cm^{-1}$ | permittivité du silicium |
| $N_d$ . A $cm^{-3}$ | densité du dopant de la région la moins dopée d'une jonction $P^+N$ ou $N^+P$ |
| $\epsilon$ V $cm^{-1}$ | champ électrique |
| $E_i$ eV | énergie d'ionisation |
| $L_R$ Å | libre parcours moyen d'un porteur avant interaction avec les phonons de grande énergie |
| $L_i$ Å | libre parcours moyen, avant ionisation, d'un porteur d'énergie supérieure à $E_i$ |
| $r = \frac{L_i}{L_R}$ | nombre définissant le rapport : section efficace d'interaction avec les phonons de grande énergie / section efficace d'ionisation |
| W cm | largeur de charge d'espace |
| $W_B$ cm | largeur de charge d'espace au moment du claquage |
| $V_B$ V | différence de potentiel totale apparaissant aux bornes d'une jonction au moment du claquage |
| $V_D$ V | tension de diffusion |
| n | exposant de Miller |

| | |
|---|---|
| $M$ | coefficient de multiplication |
| $v_{d\ cm\ s^{-1}}$ | vitesse limite des porteurs libres |
| $\gamma$ | efficacité d'injection d'une jonction |
| $\beta^*$ | fraction du courant de minoritaires non recombinée après la traversée de la base |
| $LV_{CEO\ Volts}$ | tension maximum collecteur-émetteur, la base restant ouverte |
| $BV_{CBO\ Volts}$ | tension de claquage collecteur-base |

# INTRODUCTION

Dans le cadre des études effectuées au L.A.A.S. sur les circuits électroniques, l'effet d'avalanche est d'abord apparu d'une part comme un effet déterminant quant à la définition de la tension maximale applicable à un composant électronique, d'autre part comme un effet dont une meilleure connaissance paraissait très utile pour l'étude des régulateurs de tension et de certains dispositifs de commutation rapide. D'autres dispositifs : oscillateurs à temps de transit, photomultiplicateurs, sont, depuis, venus enrichir la gamme des composants électroniques utilisant l'effet d'avalanche.

Notre étude sur les effets de multiplication par avalanche dans les jonctions au silicium a été conduite dans l'optique d'une meilleure connaissance de ces effets et de l'établissement de résultats utilisables dans les domaines qui viennent d'être cités.

Le mécanisme d'avalanche dans les jonctions PN au Silicium est, en principe, complètement déterminé dès que sont connus :

- le type de jonction : dopage de la partie N et dopage de la partie P.
- les lois définissant les vitesses d'ionisation $\alpha$ et $\beta$ des électrons et des trous comme fonctions du champ électrique $\varepsilon$.

Deux voies complémentaires ont servi à l'étude de ce mécanisme

- la définition théorique et expérimentale de $\alpha$ et $\beta$ comme fonctions de $\varepsilon$.
- l'établissement des équations reliant $\alpha$ et $\beta$ aux valeurs des tensions de claquage et des coefficients de multiplication.

Pour le Silicium, l'analyse théorique rend compte correctement des mesures effectuées pour la détermination de $\alpha$ et $\beta$. Cependant, l'utilisation de $\alpha(\varepsilon)$ et $\beta(\varepsilon)$ pour la détermination des tensions de claquage et des coefficients de multiplication conduit à des équations sous forme implicite dont il est difficile d'extraire des résultats utiles.

Par souci de simplification, divers auteurs ont posé à priori des relations liant $\alpha$ et $\beta$ ; on a posé souvent : $\frac{\alpha}{\beta} = Cte$.
Dans beaucoup de cas, les simplifications trop grossières enlèvent toute signification aux résultats obtenus.

L'essentiel de ce travail a consisté en l'étude des jonctions abruptes $P^+N$ et $N^+P$ au Silicium en régime d'avalanche par l'utilisation des lois réelles : $\alpha(\varepsilon)$ et $\beta(\varepsilon)$.

Après un bref rappel (chapitre I) des lois théoriques et expérimentales définissant $\alpha(\varepsilon)$ et $\beta(\varepsilon)$ une étude a été développée des jonctions $P^+N$ et $N^+P$ au Silicium supposées parfaites (chapitre II).

On a conduit l'étude sur les tensions de claquage en comparant les valeurs de ces tensions pour deux jonctions complémentaires $P^+N$ et $N^+P$ (chapitre II-2). Une étude numérique fine est venue illustrer quantitativement les résultats analytiques.

Cette étude numérique nous a permis également de prévoir les répartitions de charges mobiles dans la charge d'espace des jonctions abruptes traversées par un courant de claquage inverse (chapitre II-4) ; des lois sous une forme analytique simple en ont été déduites pour la détermination des tensions de claquage des structures PIN et de READ. La localisation de la zone effective de multiplication nous a conduit à une évaluation précise de la résistance différentielle de charge d'espace (chapitre II-4-4).

A ce jour, la loi empirique de MILLER permet le calcul des coefficients de multiplication pour des tensions inverses inférieures à la tension de claquage ; les erreurs très importantes consécutives à l'application de cette loi ont été mises en évidence.

Les résultats de notre étude sur les coefficients de multiplication nous ont conduit : (chapitre II-5)

- à différencier les lois des jonctions $P^+N$ et $N^+P$.
- à définir deux zones (faibles multiplications et fortes multiplications) à l'intérieur desquelles il est possible de déterminer de façon simple les coefficients de multiplication.

Les résultats acquis sur les jonctions abruptes ont été étendus aux structures PIN et de READ.

Le chapitre II se termine sur l'étude théorique du coefficient thermique des jonctions abruptes en régime d'avalanche.

Dans le chapitre III sont rappelés les types principaux d'imperfections capables d'intervenir dans les jonctions réelles.

Au cours du chapitre IV, quelques conséquences de l'étude des jonctions PN sont appliquées aux cas des régulateurs de tension et des photomultiplicateurs utilisant l'effet d'avalanche.

Le chapitre V est consacré à l'étude de l'effet d'avalanche dans les structures transistors. Des résultats importants ont été obtenus pour la prévision des tensions maximales $LV_{CE0}$ et $BV_{CB0}$, de la résistance différentielle dans l'état $LV_{CE0}$, du temps de commutation entre les états $LV_{CE0}$ et $BV_{CB0}$.

# CHAPITRE I

# GENERALITES SUR LE MECANISME DE MULTIPLICATION

Dès 1934, les travaux de ZENER [1] ont montré que lorsqu'il existe des champs électriques très élevés dans des matériaux isolants ou semiconducteurs, des transitions de bande à bande peuvent se produire et entraîner la circulation d'un courant dans ce matériau.

Les composants semiconducteurs sont souvent le siège de champs électriques très intenses ; le cas le plus fréquent est celui de la jonction PN polarisée en inverse. On a mis en évidence, sur les jonctions, l'existence de l'effet ZENER qui apparaît, dans le cas du Silicium, pour des champs électriques de l'ordre de $10^6 V.cm^{-1}$ ; il est donc nécessaire, pour le mettre en évidence, d'utiliser des jonctions très dopées puisque, dans la zone de charge d'espace, la loi de Poisson nous permet d'écrire :

$$\left| \frac{d\,\varepsilon}{dx} \right| = \left| \frac{qN_d}{KK_0} \right| .$$

$N_d$ : nombre d'impuretés par unité de Volume.

L'effet ZENER se caractérise, sur les jonctions PN, par une brusque montée du courant inverse ; on dit que la jonction claque en inverse.

Toutefois, si on s'intéresse à des jonctions PN beaucoup moins dopées, on constate que les jonctions claquent aussi en inverse, bien avant que le champ électrique n'ait atteint, au centre de la jonction, des valeurs susceptibles de provoquer une émission de porteurs par effet ZENER.

De plus, si on injecte par un moyen quelconque, des porteurs libres dans la zone de charge d'espace, on constate une multiplication des porteurs incidents.

Il existe donc un mécanisme multiplicatif, lié au champ électrique, complètement différent de l'effet ZENER. Ce mécanisme, appelé effet d'avalanche, est décrit comme la création de paires électrons-trous sous l'effet des collisions avec le réseau, des porteurs libres devenus chauds dans le champ électrique intense.

La méthode d'étude de ce mécanisme s'est inspirée de l'étude de l'ionisation des gaz.
Cette méthode se décompose en deux parties :

- un coefficient $\alpha$ analogue au coefficient de Townsend ayant été défini, on établit une relation entre la multiplication des charges mobiles et le coefficient $\alpha$

- on détermine la fonction qui relie $\alpha$ à la valeur du champ électrique ; il faut, pour cela, se donner un modèle de la fonction de distribution des électrons chauds dans le matériau.

Le problème s'est alors posé de la façon suivante :

"De quelle manière les porteurs de charges vont-ils provoquer une ionisation par choc et avec quelle probabilité ? ".

Les travaux qui se sont succédés ont donné une description à priori du comportement de ces porteurs et en ont déduit une loi reliant la valeur de la vitesse d'ionisation $\alpha$ à celle du champ électrique $\varepsilon$

De façon générale, on a admis [2] que l'intéraction prépondérante était celle des porteurs chauds et des phonons de plus grande énergie.

Pour le Silicium, l'énergie de ces phonons vaut [2] :

$$E_R = 0,063 \text{ eV} \pm 0,003 \text{ eV}.$$

De plus, trois paramètres ajustables ont été choisis :

$E_i$ : énergie d'ionisation

$L_R$ : libre parcours moyen du porteur avant intéraction avec les phonons de grande énergie

$r = \frac{L_i}{L_R}$ ; $L_i$ est le libre parcours moyen, avant ionisation, d'un porteur d'énergie supérieure à $E_i$.

La première étude, due à WOLFF [3] , suppose qu'entre deux collisions les porteurs gagnent beaucoup plus d'énergie qu'ils n'en perdent lors d'une collision ; on assiste donc à une croissance constante de l'énergie des porteurs, collision après collision. A la distribution en vitesse de ces porteurs correspond une température équivalente :

$$T = \frac{(q\varepsilon L_R)^2}{q\varepsilon L_R} .$$

La vitesse d'ionisation $\alpha$ s'exprime par une fonction de la forme

$$\alpha = A\, e^{\frac{-B}{\varepsilon^2}} .$$

Il est clair qu'un tel comportement n'est probable que si le champ électrique est très élevé et permet d'écrire :

$$q\,\varepsilon\,L_R \gg q\varepsilon L_R$$

$q\,\varepsilon\,L_R$ : énergie gagnée entre deux collisions

$q\varepsilon L_R$ : énergie perdue lors d'une collision

On constate, cependant, que le phénomène de multiplication est déjà significatif pour des valeurs du champ électrique inférieures à celle définie par l'inégalité ci-dessus.

W. SHOCKLEY [2] a construit un modèle qui semble convenir au cas de ces champs électriques plus faibles. Ce modèle s'appuie sur l'hypothèse suivante : les porteurs capables d'ioniser sont ceux qui ont la chance de ne pas être déviés de leur trajectoire dans le sens du champ électrique sous l'effet de collisions avec le réseau.

A cette description balistique du mécanisme d'ionisation s'associe une

distribution en vitesse des porteurs ionisants qui a l'allure d'une pointe dirigée dans le sens du champ électrique.

Ce modèle s'explicite de la façon suivante :

- $E = \frac{q\varepsilon}{a}$ est l'énergie moyenne gagnée par le porteur entre deux ionisations.

- si on considère un porteur d'énergie inférieure à $E_R$ , il gagnera l'énergie $E_i$ s'il parcourt sans collisions la distance : $\frac{E_i}{q\varepsilon}$

- la probabilité pour ce faire sera : $\frac{-E_i}{q\varepsilon L_R}$

- la probabilité d'ionisation d'un porteur atteignant l'énergie $E_i$ vaut : $\frac{L_R}{L_i} = \frac{1}{r}$

- entre deux ionisations un porteur subit donc : $re^{\frac{E_i}{q\varepsilon L_R}}$ collisions.

- à ce nombre de collisions correspond une perte d'énergie :

$$E = rE_R e^{\frac{E_i}{q\varepsilon L_R}}$$

Cette perte d'énergie est égale à celle gagnée dans le champ électrique, il vient :

$$\alpha = \frac{q\varepsilon}{rE_R} e^{\frac{-E_i}{q\varepsilon L_R}} .$$

Ce modèle s'accorde assez bien avec l'expérience ; en effet, la courbe représentative de la fonction :

$$\text{Log } \alpha = f\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) ,$$

est linéaire sur trois décades (figure I-2)

L'étude la plus complète, effectuée par BARAFF [4] , utilise l'équation de Boltzmann pour établir une équation intégrale où la densité de collisions dépend à la fois du champ électrique et des coordonnées d'espace.

Une hypothèse supplémentaire est faite en considérant la fraction des collisions

ionisantes comme une fonction de l'énergie seulement.

La densité de collisions ionisantes est obtenue en faisant l'intégrale du produit de cette fraction par la densité de collisions. Les résultats de BARAFF sont reportés sur la figure I-1 ; les courbes tracées représentent le produit $\alpha L_R$ comme une fonction du rapport : $\frac{E_i}{q\varepsilon L_R}$ ; le rapport $\frac{E_R}{E_i}$ est choisi égal à 0,057.

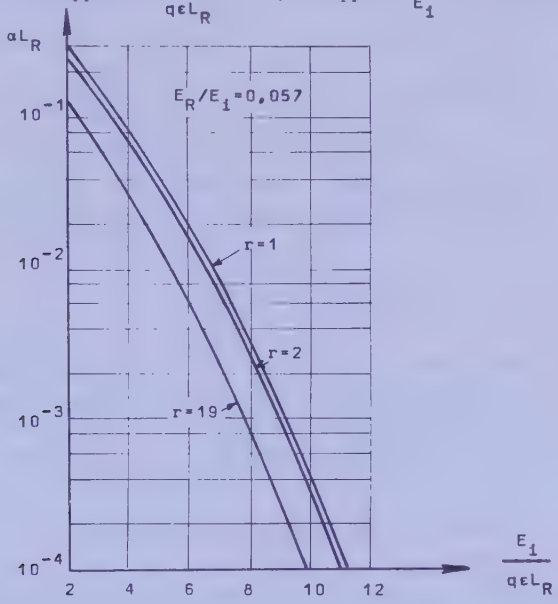



Figure I-1 : Représentation du produit $\alpha L_R$ en fonction du rapport $\frac{E_i}{q\varepsilon L_R}$ pour différentes valeurs du paramètre r .

D'après BARAFF [4].

Ces courbes rendent compte d'un comportement des porteurs de charges analogue à celui décrit par WOLFF pour les champs électriques très élevés et analogue à celui décrit par SHOCKLEY pour les champs électriques plus faibles.

On remarque aussi que le produit $\alpha L_R$ est peu dépendant de $r$ . Le terme $r$ est lié à ce qu'il advient du porteur de charge dès que ce dernier a atteint l'énergie d'ionisation ; la valeur de la vitesse d'ionisation est donc déterminée de façon prépondérante par le mécanisme qui permet au porteur de charge de gagner l'énergie d'ionisation.
On peut noter que, d'après le modèle de SHOCKLEY, le terme $r$ n'intervient, dans le calcul de $\alpha$ , que dans la valeur du coefficient placé devant l'exponentielle.

Les courbes de BARAFF, tracées en échelle logarithmique, sont presque linéaires ; une légère courbure apparaît pour une valeur du champ électrique $\varepsilon$ telle que :

$$\varepsilon \# \frac{E_1}{7qL_R} \# \frac{3E_R}{qL_R} .$$

On peut en déduire que pour cette valeur de $\varepsilon$ le nombre des collisions ionisantes décrites par les modèles de WOLFF et SHOCKLEY est comparable.

- RESULTATS DES MESURES DE VITESSES D'IONISATION

Les mesures qui nous paraissent les plus fines ont été réalisées par LEE, LOGAN et leurs collaborateurs [5].
Leurs résultats, consignés sur la figure I-2 expriment les vitesses d'ionisation $\alpha$ des électrons et $\beta$ des trous en fonction de l'inverse du champ électrique.
Les courbes représentent les valeurs de Log $\alpha$ ou Log $\beta = f\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)$ sont pratiquement des droites ; ces valeurs s'expriment par les relations numériques suivantes :

$$\alpha = 3{,}8\ 10^6\ e^{-\frac{1{,}75\ 10^6}{\varepsilon}} \quad cm^{-1} \qquad (I-1)$$

$$\beta = 2{,}25\ 10^{7}\ e^{-\frac{3{,}26\ 10^{6}}{\varepsilon}}\ \text{cm}^{-1}\ .\quad (I\text{-}2)$$

Une des courbes de BARAFF peut représenter correctement les résultats de mesure à condition de choisir pour cette courbe :

$$1{,}1\ \text{eV} < E_i < 1{,}6\ \text{eV}$$

ce qui entraîne : $50\ \text{A} < L_R < 70\text{A}$ pour les électrons

$35\ \text{A} < L_R < 50\text{A}$ pour les trous .

Le modèle simple de SHOCKLEY rend compte lui aussi correctement des résultats expérimentaux ; toutefois, les valeurs des vitesses d'ionisation obtenues à l'aide de ce modèle sont légèrement inférieures aux valeurs expérimentales ; ceci était à prévoir dans la mesure où ce modèle suppose que les porteurs ayant la chance d'atteindre une énergie $E$ telle que :

$$E_R < E < E_i$$

retombent à une énergie inférieure à $E_R$ avant de pouvoir atteindre $E_i$ lors d'un essai ultérieur.

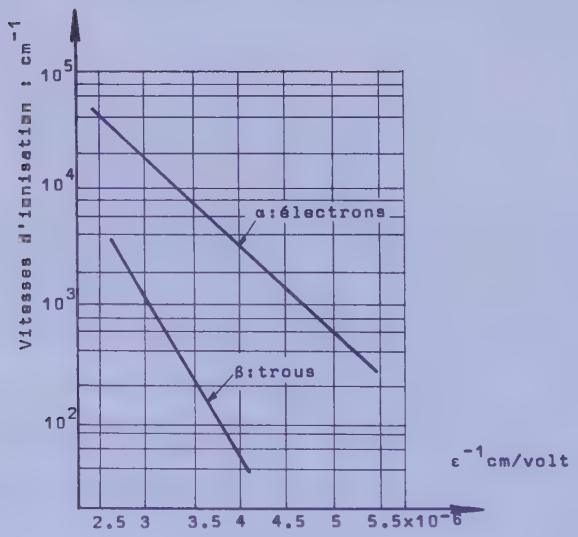



Figure I-2 : Vitesses d'ionisation $\alpha$ et $\beta$ en fonction de l'inverse du champ électrique.

D après LEE, LOGAN et autres [5].

# CHAPITRE II

# ETUDE DES JONCTIONS SUPPOSEES PARFAITES

Les jonctions PN polarisées en inverse sont le siège de champs électriques intenses. Dans la charge d'espace de la jonction le champ électrique peut être déduit de la tension inverse appliquée par l'équation :

$$V_1 + V_D = \int_0^W \varepsilon \, dx \quad .$$

$V_1$ : tension inverse appliquée
$V_D$ : tension de diffusion
$W$ : largeur de la charge d'espace

L'équation de Poisson permet d'exprimer le champ électrique en fonction de la densité de charges :

$$\left| \frac{d\varepsilon}{dx} \right| = \left| \frac{\rho}{KK_0} \right| .$$

$\rho$ : densité de charges

En l'absence de courant inverse, la fonction $\rho(x)$ est connue dès que le profil du dopant est déterminé :

$$\rho = N_d \, q$$

A titre d'exemple, on peut illustrer le cas très fréquent d'une jonction dissymétrique abrupte ; l'indication $P^+$ signifie que le côté p est très dopé c'est-à-dire que la valeur de $\frac{d\varepsilon}{dx}$ est supposée être infinie du côté P.
Du côté N, la densité du dopant est supposée homogène, d'où :

$$\varepsilon = \frac{qN_d x}{KK_o} \quad , \quad \varepsilon_M = \frac{qN_d W}{KK_o}$$

$$V_1 + V_D \# V_1 = \frac{\varepsilon_M W}{2} = \frac{1}{2} \frac{qN_d}{KK_o} W^2$$

$$\varepsilon_M = \left( \frac{2V_1 qN_d}{KK_o} \right)^{1/2} .$$

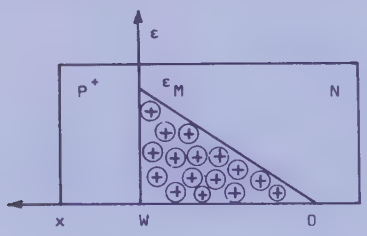



Figure II-1 a)

La figure II-1 a) représente la coupe d'une jonction par un plan perpendiculaire à la surface de la jonction. Une jonction sera dite parfaite si la coupe par l'un quelconque des plans perpendiculaires à la surface de jonction permet de dégager une structure identique de champ électrique. Ceci suppose qu'il n'y a de discontinuité ni dans la valeur de la densité du dopant N, ni dans la valeur de la permittivité K.

C'est sur ce type de jonction que nous allons étudier les conditions de claquage et le mécanisme de multiplication.

* cette approximation est raisonnable chaque fois que $V_1 >> V_D$ ; on sait que $V_D \# 1$ Volt.

## II-1 - EQUATIONS RELIANT LA MULTIPLICATION DES PORTEURS ET LES VITESSES D'IONISATION

Considérons une région de largeur W soumise à un champ électrique intense [5].

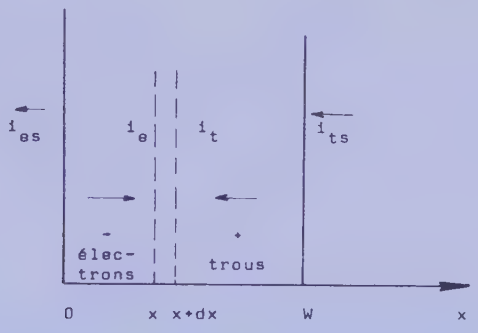



Figure II-1 b)

Soit $i_e$ le courant dû aux électrons et $i_t$ le courant dû aux trous (figure II-1 b). On pose les conditions aux limites suivantes :

$$i_e(o) = i_{es}$$

$$i_t(W) = i_{ts}$$

et on écrit :

$$i_s = i_{es} + i_{ts}$$

$$M = \frac{i_e + i_t}{i_s}$$

$$\lambda = \frac{i_{ts}}{i_s} .$$

L'équation de continuité du courant :

$$-\frac{d_{ie}}{dx} = \frac{d_{it}}{dx} = \alpha \left( |i_e| + \beta |i_t| \right) .$$

peut alors être intégrée ; il vient :

$$1-\frac{1}{M}=\frac{(1-\lambda)}{(1-\lambda)+\lambda\, e^{-\int_0^W(\alpha-\beta)dx}}\times\int_0^W \alpha\, e^{-\int_0^x(\alpha-\beta)dx'}dx$$

$$+\frac{\lambda\, e^{-\int_0^W(\alpha-\beta)\,dx}}{(1-\lambda)+\lambda e^{-\int_0^W(\alpha-\beta)\,dx}}\times\int_0^W \beta\, e^{\int_x^W(\alpha-\beta)\,dx'}dx .$$

Il est à noter que l'expression $1-\frac{1}{M}$ représente le rapport entre le nombre de porteurs libres créés par multiplication et le nombre total des porteurs libres.

La quantité $M$ , rapport entre le courant total et le courant initial avant multiplication, est appelé coefficient de multiplication.

Pour une jonction donnée, si le courant initial est seulement composé d'électrons, on écrit : $\lambda=0$ , soit :

$$1-\frac{1}{M_e}=\int_0^W \alpha e^{-\int_0^x(\alpha-\beta)\,dx'}dx . \qquad (II-2)$$

Si le courant initial est seulement composé de trous : $\lambda=1$ soit :

$$1 - \frac{1}{M_t} = \int_0^W \beta \, e^{\int_x^W (\alpha-\beta)\, dx'} \, dx \,. \qquad \text{(II-3)}$$

Les équations (II-1), (II-2) et (II-3) ont été établies avec l'axe des $x$ orienté dans le sens du déplacement des électrons.

La combinaison de (II-2) et (II-3) permet également d'écrire :

$$\int_0^W (\alpha-\beta)\, dx = \text{Log} \left( \frac{M_e}{M_t} \right) \qquad \text{(II-4)}$$

Lors du claquage, $M_e$ et $M_t$ tendent vers l'infini et les seconds membres de (II-2) et (II-3) tendent vers 1 ; la tension de claquage d'une jonction donnée étant unique, $M_e$ et $M_t$ tendront vers l'infini pour une même valeur de la borne $W$. D'ailleurs, l'équation (II-4 confirme cette prévision puisque son premier membre reste toujours fini.

A partir de l'instant où la tension inverse aux bornes d'une jonction atteint la valeur du claquage, le courant inverse peut théoriquement augmenter de façon indéfinie.

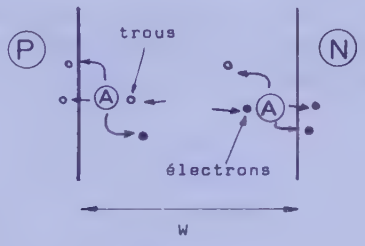



Figure II-1 c)

Si on admet, comme l'a fait Mac KAY [6] , que : $\alpha = \beta$ , la représentation du mécanisme de multiplication devient très simple (cf figure II-1 c) et au claquage, on peut écrire :

$$\int_0^W \alpha dx = \int_0^W \beta dx = 1 .$$

Il est évident que, dans ce cas, électrons et trous deviennent indiscernables quant à leurs propriétés multiplicatives.

Si, toujours dans ce cas, on appelle complémentaires deux jonctions pour lesquelles le dopage P de l'une correspond au dopage N de l'autre et réciproquement, on pourra affirmer que deux jonctions complémentaires ont des tensions de claquage égales.

Toutefois, les mesures effectives sur $\alpha$ et $\beta$ , bien loin de confirmer l'égalité, mettent en évidence des différences très importantes entre les valeurs de ces vitesses d'ionisation.

Le problème posé reste donc entier : deux jonctions complémentaires ont-elles ou non deux tensions de claquage égales ?

Signalons tout d'abord le cas particulier des jonctions PN symétriques par rapport au centre de leur charge d'espace ; ces jonctions sont complémentaires à elles-mêmes, il est donc clair que la tension de claquage est unique.

Dans ce qui suit, nous traiterons le cas de deux jonctions complémentaires et très dissymétriques pour mettre en évidence l'effet du sens de croissance du champ électrique sur la valeur de la tension de claquage.

## II-2 - EFFET DU SENS DE CROISSANCE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR LES CONDITIONS DE CLAQUAGE PAR AVALANCHE [7].

Rappelons que les équations (II-1) et (II-2) ont été écrites en orientant l'axe des x suivant le sens de parcours des électrons.

Nous nous intéresserons au cas des jonctions parfaitement dissymétriques ce qui signifie que le volume de la charge d'espace dans la région la plus dopée sera considéré comme négligeable.

Dans ces conditions, on peut dire que les équations (II-2) et (II-3) définissent la multiplication dans la jonction $N^+P$ dont la représentation est donnée sur la figure II-2 a.

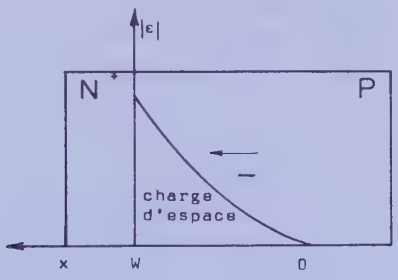



Figure II-2 a)

$$X = \int_0^W \alpha e^{-\int_0^x (\alpha-\beta)\,dx'} dx \quad \text{(II-2)}$$

$$Y = \int_0^W \beta e^{\int_x^W (\alpha-\beta)\,dx'} dx \quad \text{(II-3)}$$

$X = Y = 1$ pour $W = W_{B1}$.

La figure II-4 a) contient une information supplémentaire : le champ électrique $|\varepsilon|$ est une fonction toujours croissante de $x$.

Sur la figure II-2 b) est représentée la jonction $P^+N$ complémentaire de la jonction $N^+P$.

L'axe des $x$ sera orienté suivant le sens de croissance de la valeur absolue du champ électrique, c'est-à-dire, suivant le sens de parcours des trous.

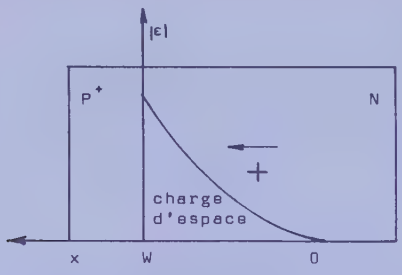



Figure II-2 b)

$$X' = \int_0^W \alpha\, e^{-\int_x^W (\alpha - \beta)\, dx'}\, dx \qquad \text{(II-5)}$$

$$Y' = \int_0^W \beta\, e^{+\int_0^x (\alpha - \beta)\, dx'}\, dx \qquad \text{(II-6)}$$

$X' = Y' = 1$ pour $W = W_{B2}$

Les expressions (II-5) et (II-6) définissant la multiplication dans la jonction $P^+N$ complémentaire sont obtenues par permutation des vitesses d'ionisation relatives aux électrons et aux trous.

Les quantités $X$ et $Y$ atteindront la valeur 1 pour la valeur $W_{B1}$ de la borne $W$, de même, les quantités $X'$ et $Y'$ atteindront la valeur 1 pour la valeur $W_{B2}$ de la borne $W$.

Il est important de souligner que la permutation de $\alpha$ et $\beta$ impose le changement de signe du champ électrique c'est-à-dire le passage à la jonction complémentaire ; ce point avait été noté [5] mais non explicité dans la littérature. En particulier, MILLER [8] avait de façon erronée associé les quantités $X$ et $Y'$ au claquage d'une même jonction.

Il nous reste à comparer, par exemple, les fonctions $Y(W)$ et $Y'(W)$ pour déterminer les conditions définissant l'égalité ou l'inégalité des bornes $W_{B1}$ et $W_{B2}$.

Pour les jonctions $P^+N$ et $N^+P$ considérées, il est permis d'écrire :

- $\alpha > 0$ ; $\alpha$ : fonction toujours croissante de $|\varepsilon|$ et de $x$
- $\beta > 0$ ; $\beta$ : fonction toujours croissante de $|\varepsilon|$ et de $x$.

Dans le cas du Silicium et pour des valeurs du champ électrique inférieures à $2\ 10^6$ V.cm$^{-1}$ (toujours vérifié dans la multiplication par avalanche), les équations (I-2) et (I-3) nous montrent que :

$$\alpha > \beta \quad \text{soit} \quad k = \frac{\alpha}{\beta} > 1$$

et

$$k' = \frac{dk}{dx} = \frac{dk}{d|\varepsilon|} \cdot \frac{d|\varepsilon|}{dx} < 0 .$$

Les expressions (II-3) et (II-6) peuvent se mettre sous la forme :

$$Y = \int_0^W \frac{1}{k-1}\, \beta\,(k-1)\, e^{\int_x^W \beta(k-1)\,dx'}\, dx .$$

$$= \int_0^W -\frac{1}{k-1}\, d\left[ e^{\int_x^W \beta\,(k-1)\,dx'} \right]$$

$$Y' = \int_0^W \frac{1}{k-1}\,\beta(k-1)\; e^{\int_0^x \beta(k-1)\,dx'}\,dx$$

$$= \int_0^W \frac{1}{k-1}\; d\left[e^{\int_0^x \beta(k-1)\,dx'}\right]$$

En intégrant par parties, on écrit :

$$Y = A + B$$

$$Y' = A' - B'$$

avec :

$$A = \frac{e^{\int_0^W \beta(k-1)dx}}{k(0)-1} - \frac{1}{k(W)-1}\;,\quad A' = \frac{e^{\int_0^W \beta(k-1)dx}}{k(W)-1} - \frac{1}{k(0)-1}$$

$$B = \int_0^W -\frac{k'}{(k-1)^2}\; e^{\int_x^W \beta(k-1)dx'}\,dx\;,\quad B' = \int_0^W -\frac{k'}{(k-1)^2}\; e^{\int_0^x \beta(k-1)dx'}\,dx.$$

Au cours de ce calcul on peut noter qu'en posant $k=cte$ , on retrouve le cas envisagé par JL. MOLL et R. VAN OVERSTRAETEN [9] , en effet, si $k(0) = k(W) = Cte$ , il vient :

$$Y = Y' = A = A' = \frac{e^{\int_0^W (\alpha-\beta)\,dx} - 1}{k-1}\;.$$

Pour résoudre le cas du Silicium où $k' < 0$ , nous définirons une quantité $C$ telle que :

$$C = \int_0^W - \frac{k'}{(k-1)^2} \left[ e^{\int_0^x \beta(k-1)dx'} + e^{\int_x^W \beta(k-1)dx'} \right] dx .$$

Il s'ensuit :

$$Y = A + B = A + C - B'$$

$$Y' = A' - B' = A' - C + B .$$

Puisque la valeur de $k'$ est négative, il est clair que :

$$B > 0 \quad , \quad B' > 0 \quad , \quad C > 0$$

Etudions la somme : $e^{\int_0^x \beta(k-1)dx'} + e^{\int_x^W \beta(k-1)\, dx'}$ ,

qui constitue la partie située entre crochets dans l'expression de $C$.

Le produit des deux termes constituant cette somme s'écrit :

$$e^{\int_0^x \beta(k-1)dx'} \times e^{\int_x^W \beta(k-1)dx'} = e^{\int_0^W \beta(k-1)dx'} .$$

Ce produit n'est fonction que de $W$ ; la fonction somme, considérée comme fonction de $x$ , passe donc par un maximum lors de l'égalité des deux termes. La dérivée de la fonction somme n'étant assujétie qu'à un changement de signe, on peut affirmer que cette fonction somme est maximale pour $x = 0$ ou $x = W$.

Soit :

$$e^{\int_0^x \beta(k-1)dx'} + e^{\int_x^W \beta(k-1)dx'} \leqslant 1 + e^{\int_0^W \beta(k-1)dx'} .$$

On peut donc écrire :

$$C < \left[1 + e^{\int_0^W \beta(k-1)\,dx'}\right] \times \left|\frac{1}{k-1}\right|_0^W$$

d'où :

$$Y'-B = A'-C > \frac{e^{\int_0^W \beta(k-1)dx'}}{k(0)-1} - \frac{1}{k(W)-1} = A = Y-B\ .$$

L'inégalité $Y' > Y$ quel que soit $W$ implique :

$$W_{B2} < W_{B1}.$$

Si on appelle $V_B$ la tension de claquage d'une jonction, il est donc permis d'écrire, pour le Silicium :

$$V_{B_{P^+N\ Si}} < V_{B_{N^+P\ Si}}$$

On peut appliquer la méthode au cas du Germanium où les trous ont la plus grande vitesse d'ionisation et où le rapport $\frac{\beta}{\alpha}$ est une fonction décroissante de la valeur du champ électrique :

$$V_{B_{P^+N\ Ge}} > V_{B_{N^+P\ Ge}}.$$

Pour récapituler, on énoncera comme règle générale si les conditions suivantes sont remplies :

- dans la charge d'espace de deux jonctions PN complémentaires la variation de la valeur du champ électrique est monotone.

- la vitesse d'ionisation de l'un des deux types de porteurs libres est toujours supérieure à celle de l'autre.

- le rapport $\frac{\alpha}{\beta}$ ou $\frac{\beta}{\alpha}$ $>1$ des vitesses d'ionisation est une fonction toujours décroissante de la valeur absolue du champ électrique.

On a la règle :

La jonction PN complémentaire admettant la plus faible tension de claquage est celle où la croissance de la valeur absolue du champ électrique se fait suivant le sens de parcours du porteur libre ayant la plus faible vitesse d'ionisation.

Cas particulier :

Lorsque les vitesses d'ionisation sont dans un rapport constant, les tensions de claquage de deux jonctions complémentaires sont égales.

Faisons,pour terminer ce paragraphe, quelques remarques sur les résultats obtenus.

Le comportement de deux jonctions complémentaires au moment du claquage était resté un problème obscur.

Tant que l'égalité de $\alpha$ et $\beta$ [6] ou la constance de leur rapport [9] ont servi de base à l'étude de la multiplication, l'égalité des deux tensions de claquage a été admise.

Les mesures effectuées par LEE, LOGAN et leurs Collaborateurs [5] sont venus infirmer les hypothèses antérieures sur $\alpha$ et $\beta$ . De plus, ces auteurs ont souligné, les premiers, l'impossibilité de permuter $\alpha$ et $\beta$ dans les équations (II-1) et (II-2) sans changer le sens du champ électrique.

Pour établir l'inégalité des tensions de claquage nous avons majoré la quantité $C$ . Le majorant de $C$ est un majorant fin dans la mesure où, comme il sera établi plus loin, la région effective d'ionisation est une faible partie de la charge d'espace. De plus, les vitesses d'ionisation sont des fonctions rapidement croissantes du champ électrique.

Il apparaît donc que les tensions de claquage de deux jonctions complémentaires sont peu différentes. L'établissement expérimental de cette différence ne serait significatif que sous réserve d'une complémentarité parfaite de la technologie de fabrication.

Dans les pages qui suivent, une étude numérique nous donnera la valeur de cette différence pour le cas des jonctions abruptes.

## II-3 - TENSIONS DE CLAQUAGE DES JONCTIONS PN ABRUPTES

### II-3-1 - Jonctions planes

Précisons, tout d'abord, que notre étude numérique porte sur les jonctions PN abruptes de type $P^+N$ ou $N^+P$.
En effet, ce type de jonction constitue une bonne approximation de la jonction que l'on obtient en diffusant un dopant dans un matériau extrinsèque et déjà dopé façon homogène de l'impureté complémentaire ; les jonctions collecteur-base des transistors obtenus par double diffusion, qui font l'objet plus particulier de notre travail, sont de ce type.

Une étude numérique des tensions de claquage effectuée par S. M. SZE et G. GIBBONS [10] ne met pas en évidence la différence qui existe entre les tensions de claquage de deux jonctions PN complémentaires. Ces auteurs, pensant traiter le cas général, n'ont traité que le cas de la jonction $N^+P$. Les fonctions situées sous le signe intégrale dans les expressions (II-2) et (II-3) sont rapidement croissantes avec le champ électrique et il est nécessaire, pour la précision du calcul, de choisir un pas d'intégration très fin au voisinage du claquage.

A l'aide d'un calcul numérique précis [11] nous avons pu tracer les courbes représentant la variation des tensions de claquage $V_{B_{P^+N}}$ et $V_{B_{N^+P}}$ dans le cas de jonctions planes et abruptes (cf Figure II-3-a)).

La différence entre les deux tensions de claquage apparaît nettement sur le tracé de ces courbes. Pour les jonctions planes et abruptes au silicium, une relation empirique relie les deux tensions :

$$V_{B_{N^+P_{Si}}} = (1 + 0,07)\, V_{B_{P^+N_{Si}}} \pm 0,01\, V_{B_{P^+N_{Si}}} \qquad \text{(II-7)}$$

Dans la relation empirique (II-7) l'incertitude est fixée par le degré de précision du calcul numérique.

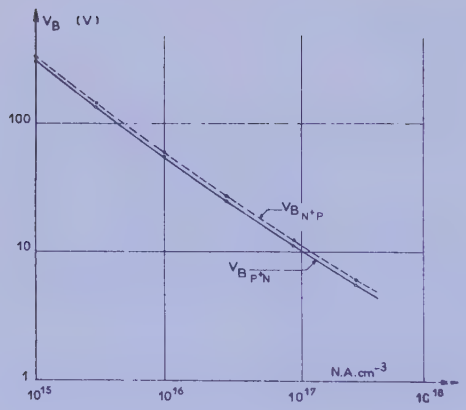



Figure II 3a

Comme nous l'avions prévu, la différence entre les deux tensions de claquage, de l'ordre de 7 %, reste faible.

II-3-2 - Jonctions cylindriques

Dans la mesure où les vitesses d'ionisation sont des fonctions très croissantes du champ électrique on peut dire qu'au moment du claquage deux jonctions dont la tension de claquage est très différente auront leurs champs maximum voisins ; ceci revient pratiquement à dire qu'une jonction claque quand le champ électrique, ou centre de la jonction, atteint une valeur critique.

A la lumière de cette approximation, analysons le cas des jonctions présentant une courbure dans le but de comparer leur tension de claquage à la tension de claquage d'une jonction plane de même dopage.

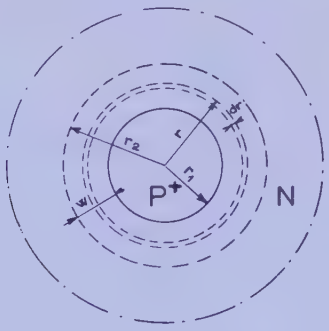



Figure II-3-b)

La figure II-3-b) représente la section droite d'une jonction abrupte et cylindrique où la partie fortement dopée est entourée par la partie de faible dopage. Ecrivons la loi de Gauss pour cette fonction, on obtient :

$$d\,(2\pi r.\varepsilon) = \frac{\rho}{KK_0}\ 2\pi\ r\ dr\ .$$

soit : $$\frac{d\varepsilon}{dr} = \frac{\rho}{KK_0} - \frac{\varepsilon}{r}$$

avec $\rho > 0$ et $\varepsilon < 0$

d'où $$\frac{d\varepsilon}{dr} = \frac{\rho}{KK_0} + \frac{\varepsilon}{r}\ .$$

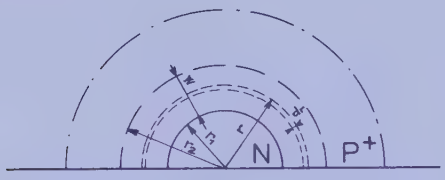



Figure II-3 c)

Dans le cas de la figure II-3-c), on devrait poser : $\rho > 0$ et $\varepsilon > 0$

d'où $$\frac{d\varepsilon}{dr} = \frac{\rho}{KK_0} - \frac{\varepsilon}{r}$$

Le cas de la jonction plane de même dopage est celui où :

$$\left|\frac{d\varepsilon}{dr}\right| = \left|\frac{\rho}{KK_0}\right|$$

On a représenté sur la figure II-3-d) l'allure de la variation du champ électrique dans les charges d'espace correspondantes au cas de la jonction plane, au cas représenté par la figure II-3-b) et au cas représenté par la figure II-3-c.

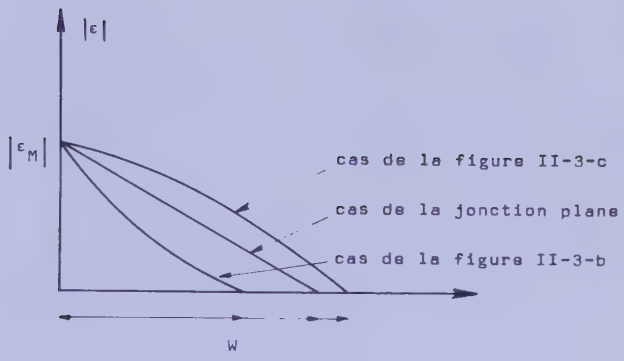



Figure II-3-d)

Il est clair que si le claquage se produit lorsque le champ électrique atteint au centre de la jonction, la valeur critique $\varepsilon_M$, la tension aux bornes de la jonction étant égale à l'intégrale du champ électrique sur le parcours $W$, on peut écrire :

$$V_B \text{ Fig. II-3b} < V_B \text{ jonction plane} < V_B \text{ Fig. II-3c}$$

Il est donc permis d'énoncer la régle suivante :

Les jonctions cylindriques claquent pour une tension inférieure à la tension de claquage de la jonction plane de même dopage si la région la plus dopée est circonscrite par la région la moins dopée.
Dans le cas contraire, la tension de claquage est supérieure à celle de la jonction plane.

II-3-3 - Effets de bord dans la technologie Planar

L'étude des jonctions cylindriques trouve une application importante lorsqu'il s'agit de déterminer le claquage des jonctions obtenues par la technologie Planar.

En effet, comme le montre la Figure II-3-e), on peut donner une image de la diffusion d'impuretés en bord de masque en adoptant, pour la jonction PN obtenue une structure cylindrique de périphérie.

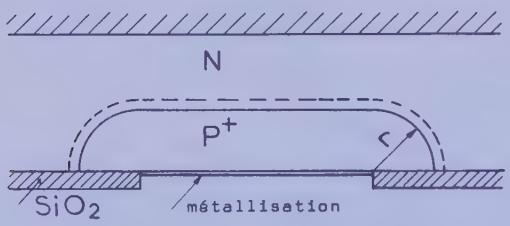



Figure II-3-e)

Le rayon du cylindre équivalent sera égal à la profondeur de diffusion de l'impureté $P^+$ dans la partie centrale.

Si le dopage de la partie N est homogène, la jonction considérée claquera sur son périmètre.
L'exemple donné ci-dessus est analogue au cas de la jonction collecteur-base des transistors planars non épitaxiés réalisés par double diffusion.

SM.SZE et G. GIBBONS [10] ont établi par calcul numérique les tensions de claquage de jonctions cylindriques pour des rayons et des dopages divers.
Ces tensions de claquage, représentées sur la figure II-3-f), toujours inférieures à celles de la jonction plane, sont relatives au cas où la région fortement dopée est circonscrite par la région faiblement dopée.

Toutefois, encore dans ce cas, SM.SZE et G. GIBBONS croyant traiter le

cas général des jonctions abruptes cylindriques ($N^+P$ et $P^+N$) n'ont traité, en fait que le cas des $N^+P$. Le paragraphe précédent nous a montré que les tensions de claquage des $P^+N$ ne sont pas très différentes.

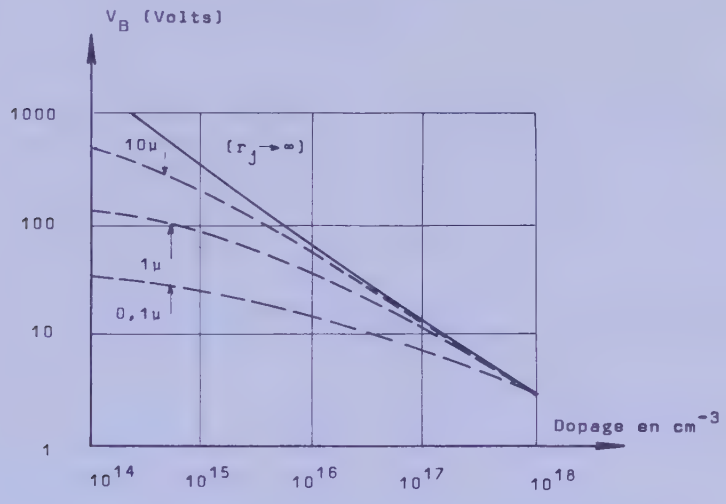



Figure II-3-f) - Tension de claquage $V_B$ en fonction du dopage pour divers rayons de courbure d'une jonction cylindrique. D'après SZE et GIBBONS [10].

II-3-4 - Effets de bord dans la technologie Mésa

L'analyse des jonctions courbes nous permet également de traiter un autre cas très important pour la technologie des composants semiconducteurs.

En effet, lorsque une jonction plane n'est pas bordée par un plan normal au plan de jonction, deux cas sont possibles :

L'angle aigu $\theta$ formé par la surface et le plan de jonction circonscrit soit la région la plus dopée, soit la région la moins dopée.

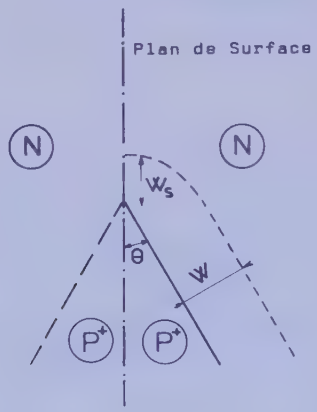



Figure II-3-g

La figure II-3-g) représente le premier cas. Il suffit de construire, hypothétiquement, la jonction $P^+N$ symétrique de la jonction considérée par rapport au plan de surface pour constater que :

- à cause de la symétrie, les lignes équipotentielles sont perpendiculaires au plan de surface.*

- le flux du champ électrique étant nul entre les deux parties de la nouvelle jonction, la structure du champ électrique est la même dans les deux parties et identique à celle qu'il aurait dans chacune des deux parties considérée seule.

- la jonction globale, constituée par une zone fortement dopée circonscrite

---

* La surface est, ici, supposée parfaite ; ce qui signifie que des charges superficielles ne viennent pas perturber les équipotentielles.

par une zone faiblement dopée, présente une tension de claquage inférieure à celle de la jonction plane.

Quand l'angle aigu $\theta$ circonscrit la zone la plus dopée, il est donc permis de dire que la jonction claque en surface plutôt que sur le plan de jonction, on en déduit : $W_S < W$.

Lorsque l'angle aigu $\theta$ circonscrit la zone la moins dopée, le même raisonnement nous conduirait au résultat contraire, voire : la jonction claque plutôt sur le plan de jonction qu'en surface et $W_S > W$.

## II-4 - REPARTITION DES PORTEURS LIBRES DANS LES JONCTIONS

### II-4-1 - Etude en régime statique de la distribution des charges mobiles dans les jonctions abruptes $P^+N$ et $N^+P$

La valeur de la tension de claquage d'une jonction abrupte a été considérée, d'une part, en fonction du type de la région la plus dopée, d'autre part, en fonction de la courbure de cette jonction.

Toutefois, le mécanisme de multiplication ne sera complètement représenté que si on connaît la répartition des charges mobiles à l'intérieur de la charge d'espace.

L'étude de la répartition des charges mobiles sera guidée par les considérations suivantes : (cf figure II-4-a).

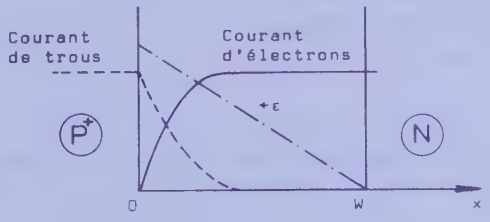



Figure II-4-a)

- De part et d'autre de la charge d'espace, le courant est composé exclusiment d'un seul type de porteur libre : d'électrons du côté N, de trous du côté P.

- A l'intérieur de la charge d'espace, on admettra (la justification sera donnée plus loin) que les électrons et les trous circulent à la même vitesse. Le courant total restant constant, la somme des densités d'électrons et de trous sera constante en tout point de la charge d'espace. De plus, le courant partiel de chaque type de porteur libre sera directement proportionnel à sa densité .

Pour étudier le cas des jonctions abruptes, on va tirer profit du fait que la partie de la charge d'espace où le champ électrique est faible se déduit d'elle même par une simple translation lorsque l'on change la tension inverse aux bornes de la jonction (cf figure II-4-b).

Pour l'exemple d'unejonction $N^+P$ représenté sur la figure II-4-b, on a imposé le même courant inverse total à la jonction d'abord en l'absence d'injection initiale (partie supérieure de la figure) ensuite en présence d'une injection initiale de trous par le côté $N^+$ (partie inférieure de la figure). La structure du champ électrique et la répartition des charges mobiles sont identiques dans le tronçon $[0 + dx, W]$ de la partie supérieure et dans le tronçon $[0, W - dx]$ de la partie inférieure.

On peut donc calculer en l'absence d'injection initiale la concentration des trous au point d'abscisse x en écrivant :

$$\frac{i_{t(x)}}{I_{total}} = \frac{1}{M_t} = 1 - Y = \frac{\text{Concentration de trous}}{\text{Concentration totale des porteurs libres}}$$

Y est donné par l'équation (II-3)

x est exprimé en coordonnées réduites. On montre facilement que, pour les jonctions abruptes :

$$g = \frac{x}{W_B} = 1 - \sqrt{\frac{V}{V_B}} .$$

Si, comme nous l'avons supposé, électrons et trous sont animés de la même vitesse, on écrira :

$$\frac{I_{total}-I_{t(x)}}{I_{total}} = 1 - \frac{1}{M_t} = \gamma = \frac{\text{Concentration d'électrons}}{\text{Concentration totale des porteurs}}$$

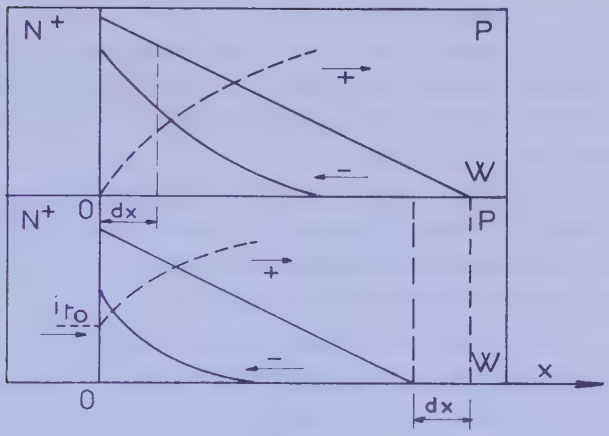



Figure II-4-b) : Répartition des charges mobiles dans une jonction $N^+P$ abrupte en régime de claquage ; le courant total étant maintenu constant, la partie supérieure de la figure représente le cas à injection nulle, la partie inférieure représente le cas où un courant de trous est injecté par le côté $N^+$.

Le même type de raisonnement permet de déduire pourla jonction $P^+N$ :

$$\frac{i_{e(x)}}{I_{total}} = \frac{1}{M'_e} = 1 - X' = \frac{\text{Concentration des électrons}}{\text{Concentration totale des porteurs libres}}$$

$$\frac{I_{total} - i_{e(x)}}{I_{total}} = 1 - \frac{1}{M'_e} = X' = \frac{\text{Concentration des trous}}{\text{Concentration totale des porteurs libres}}$$

X' est donné par l'équation (II-5)

On a représenté la répartition des charges mobiles dans une jonction $P^+N$ sur la figure II-4-c et dans une jonction $N^+P$ sur la figure II-4-d. Comme il fallait s'y attendre, ces répartitions sont très différentes ; on peut cependant noter les résultats suivants :

- la répartition, représentée en coordonnées réduites, des charges libres dans une jonction $P^+N$ est pratiquement indépendante du dopage de la région N. Par contre, la répartition des charges libres dans une jonction $N^+P$ (figure II-4-d) est assez fortement fonction du dopage de la région P.

- que la jonction soit du type $P^+N$ ou $N^+P$, la repartition de ces charges varie linéairement avec x sur environ 80 % de sa plage de variation.

Les figures II-4-c et II-4-d nous montrent, de plus, la zone de charge d'espace dont l'importance est prépondérante pour le phénomène de multiplication.

Si on garde l'approximation linéaire sur la répartition des charges, on peut énoncer les équations suivantes :

Pour une jonction $P^+N$ : $\frac{W \text{ actif}}{W_B} \# 0,34$

(II-8) quel que soit le dopage de la région N

Pour une jonction $N^+P$ : $\frac{W \text{ actif}}{W_B} \geq 0,07$ Si le dopage de $P \geq 10^{15} cm^{-3}$

(II-9) $\frac{W \text{ actif}}{W_B} \leq 0,16$ Si le dopage de $P \leq 10^{17} cm^{-3}$

On remarque que la zone active est beaucoup plus réduite dans les jonc-

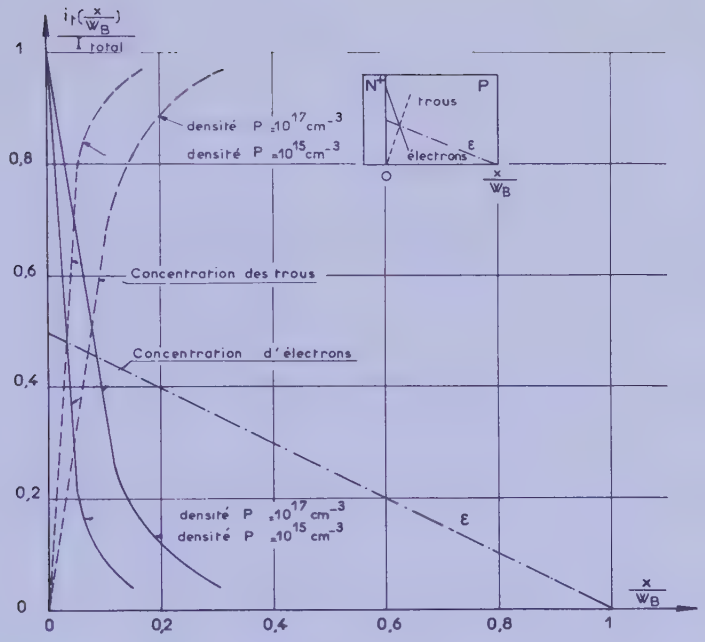



Figure II.4.d

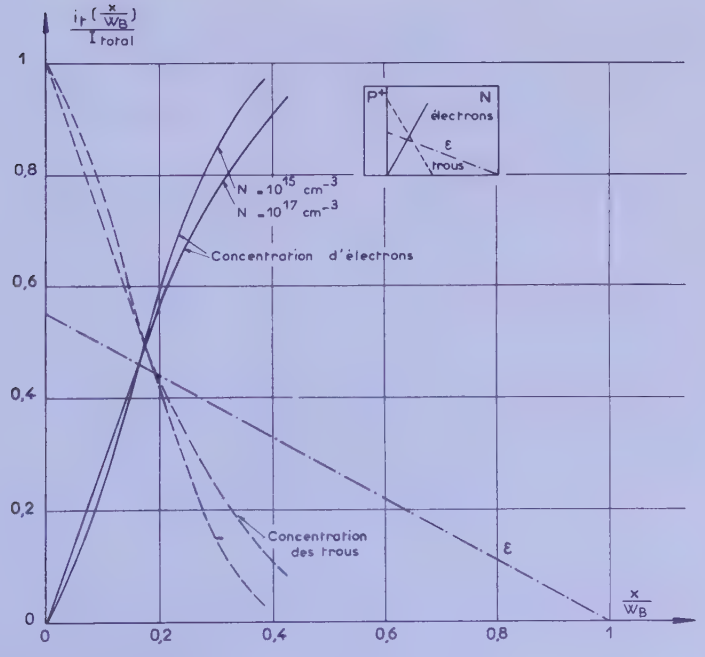



Figure. II.4.c

tions $N^+P$ que dans les jonctions $P^+N$ , ceci paraît logique dans la mesure où, pour la jonction $N^+P$, les porteurs ayant la plus grande vitesse d'ionisation (électrons) atteignent leur densité maximum là où le champ électrique est maximum.

La partie active des jonctions $N^+P$ augmente en valeur relative lorsqu'on augmente le dopage de la région P ce qui est cohérent avec le fait que le rapport $\frac{\alpha}{\beta}$ diminue quant s'accroît le champ électrique.

Si la partie active des jonctions $P^+N$ est à peu près invariante avec le dopage de la région N c'est que les rôles des électrons et des trous quant à la création de porteurs secondaires sont à peu près équilibrés ; en effet, les trous sont les plus nombreux au voisinage du champ électrique maximum et les électrons sont les plus nombreux pour des champs électriques plus faibles.

Pour représenter la variation de la zone active avec le dopage de la région P dans les jonctions $N^+P$, on a adopté la méthode suivante :

- la croissance ou la décroissance des porteurs libres est supposée linéaire dans la zone active. On considère active la zone dans laquelle le coefficient de multiplication équivalent $M_t$ varie de 1, 2 à l'infini.
- on repèrera la zone active en repérant la valeur du rapport $g_2 = (\frac{x}{W_B})$ quand $M_t$ vaut 2 .

On a tracé, sur la figure II-4-e la courbe représentant la fonction :

$$g_2 = f(P).$$

La courbe tracée est une droite en coordonnées logarithmiques, on peut donc en déduire la relation suivante :

$$(II\text{-}10) \qquad g_2 = \left(\frac{P}{3,16\ 10^{21}}\right)^{1/4}$$

Dans la mesure où l' approximation linéaire sur la répartition des charges est admise, il vient, pour les jonctions $N^+P$ :

$$\frac{W\ actif}{W_B} \# 2\ g_2 = 2 \left(\frac{P}{3,16\ 10^{21}}\right)^{1/4}.$$

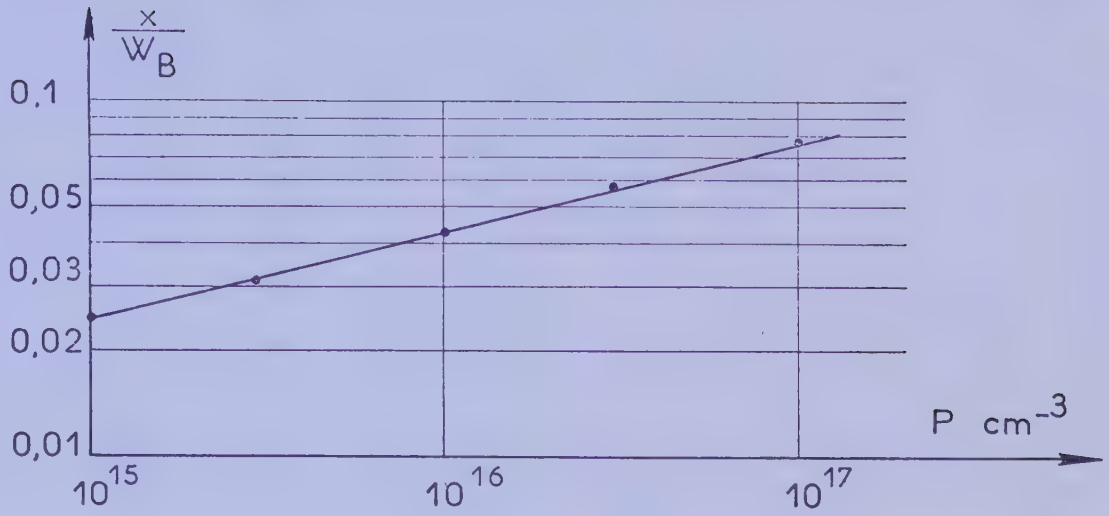



Figure II-4-e : Valeur du rapport $(\frac{x}{W_B})$ pour $M_t$ égal à 2 en fonction de la concentration de la zone P d'une jonction $N^+P$ exprimée en $cm^{-3}$

$$\frac{x}{W_B} = \left(\frac{P}{3,16\ 10^{21}}\right)^{1/4}$$

II-4-2 - Application : prévision de la tension de claquage des jonctions PIN.

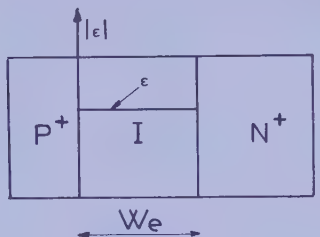



Figure II-4-f

En principe, une jonction PIN est constituée comme l'indique la figure II-4-f : une région intrinsèque I de largeur $W_B$ est entourée par deux régions fortement dopées $P^+$ et $N^+$.

Lorsqu'une tension inverse est appliquée sur une telle jonction, le champ électrique est constant dant toute la région I et décroît brusquement jusqu'à zéro aux limites $P^+I$ et $N^+I$ .

Dans la pratique, des jonctions d'un tel type sont rares ; on réalise beaucoup plus souvent, tout en continuant à les appeler PIN, des jonctions où la partie intrinsèque est remplacée par une région de type P ou du type N (cf figure II-4-g et figure II-4-g').

La charge d'espace de telles jonctions apparaît donc comme un tronçon de charge d'espace de jonction abrupte. Ce tronçon est celui où le champ électrique est le plus élevé.

Une question se pose : peut-on déduire la tension de claquage d'une jonction P I N, de la tension de claquage de la jonction abrupte ayant une configuration identique quant aux valeurs élevées du champ électrique ?

L'étude qui vient d'être effectuée sur la répartition des charges mobiles nous a permis de déterminer la région de charge d'espace active pour la multiplication.

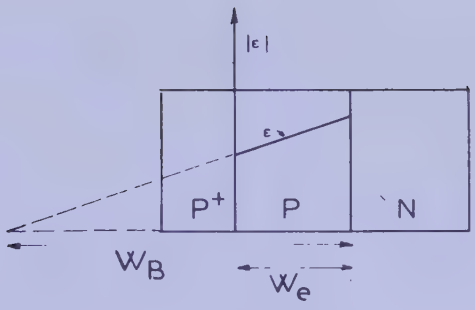



Figure II-4-g

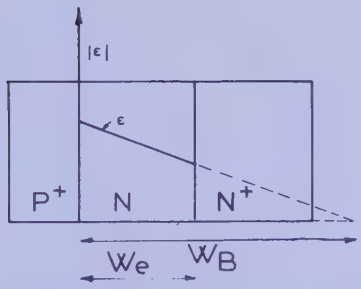



Figure II-4-g'

Structure pratique des jonctions PIN .

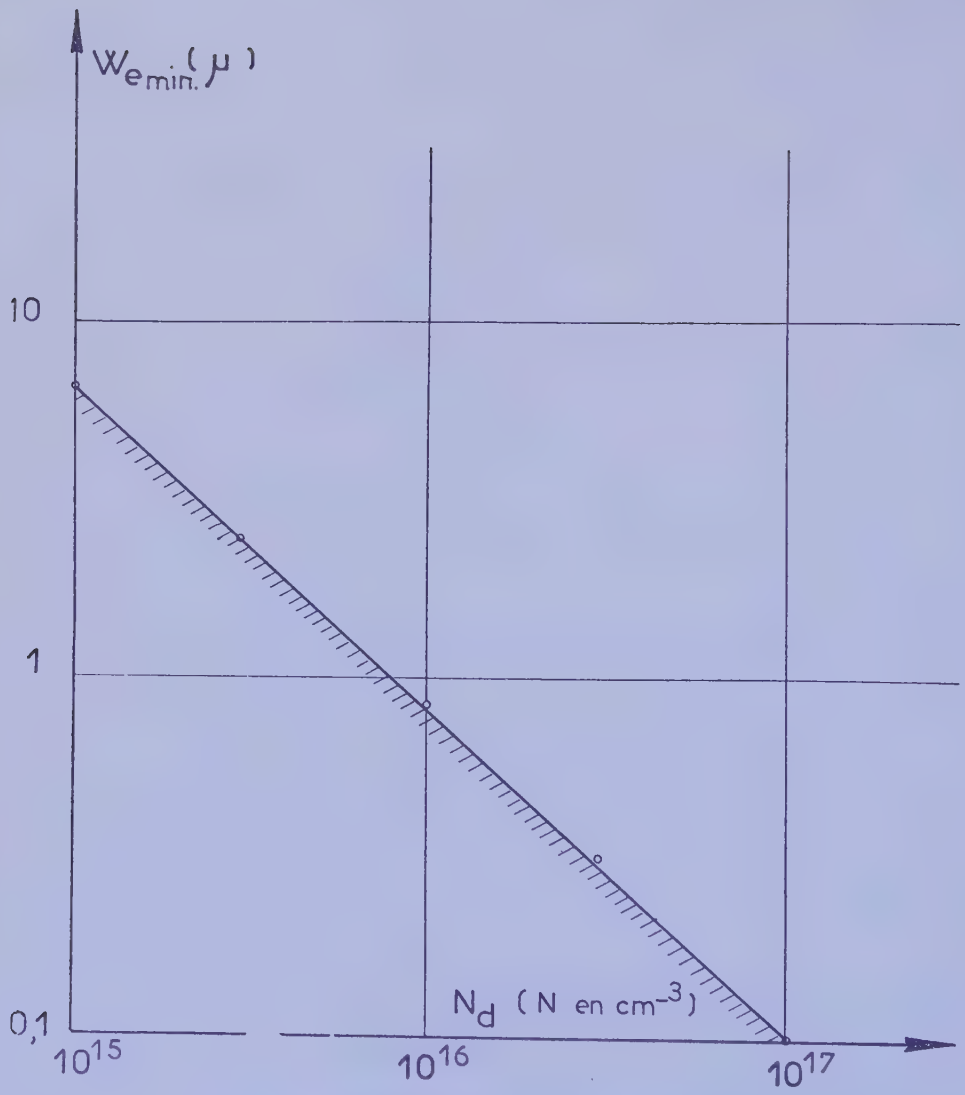



Figure II-4-h Cas des jonctions $P^+NN^+$ au Si. Valeur minimum de $W_e$ pour pouvoir écrire $V_{B_{P^+NN^+}} = 4,2\ 10^3\ W_e\ N_d^{1/8} - 8.\ 10^{-8} W_e^2 N_d$.

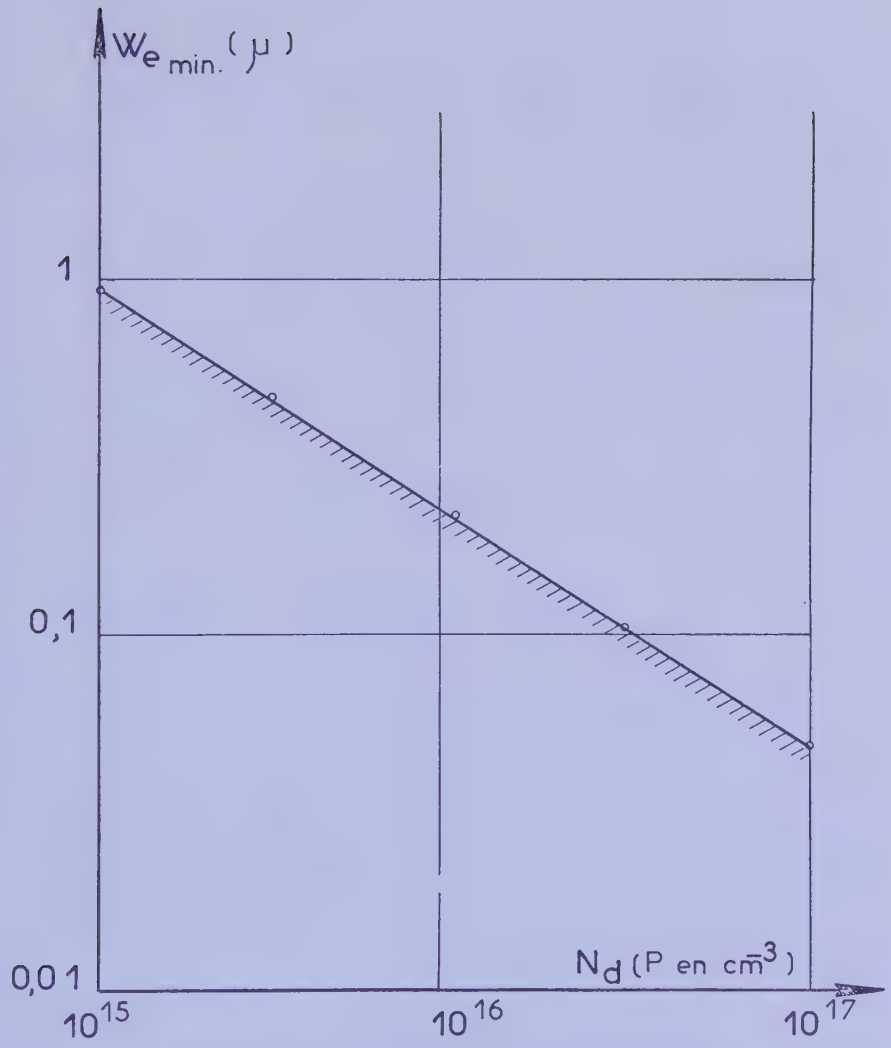



Figure II-4 i : Cas des jonctions $P^+PN^+$ au Si. Valeur minimum de $W_e$ pour pouvoir écrire $V_{B_{P^+PN^+}} = 4,2.\ 10^3\ W_e N_d^{1/8} - 8.\ 10^{-2}\ W_e^2\ N_d$.

Il sera possible de comparer la tension de claquage d'une jonction PIN à celle d'une jonction abrupte quand :

- les valeurs élevées du champ électrique sont identiques pour les deux jonctions.
- les répartitions de charges mobiles dans la région active sont également identiques.

Cette deuxième condition impose :

$$W_e \geq W \text{ actif}$$

soit, pour les jonctions $P^+NN^+$ : $W_e \geq 0{,}34\ W_B$ (II-11)

pour les jonctions $P^+PN^+$ $\dfrac{W_e}{W_B} \geq 2 \left( \dfrac{P}{3{,}16\ 10^{21}} \right)^{1/4}$ (II-12)

Si les inégalités (II-11) ou (II-12) sont satisfaites, on écrit, après un calcul très simple

$$V_{B_{P^+NN^+ \text{ ou } P^+PN^+}} = W_e \sqrt{\frac{2q\ V_B\ N_d}{KK_0}} - \frac{1}{2}\ W_e^{\,2}\ \frac{qN_d}{KK_0} \cdot \quad \text{(II-13)}$$

$N_d$ : densité du dopant de la région intermédiaire

$V_B$ : tension de claquage de la jonction abrupte.

Les courbes de la figure II-3-a donnant $V_B$ en fonction du dopage en échelle logarithmique sont presque des droites. Pour des tensions de claquage variant de 10 Volts à 300 Volts, l'écart à la linéarité des courbes de la figure II-3-a est du même ordre de grandeur que l'écart séparant les tensions de claquage des jonctions $P^+N$ et $N^+P$. On exprimera donc ces tensions de claquage en fonction du dopage par une expression analytique unique :

$$V_B \# 5{,}4\ 10^{13}\ N_d^{-3/4} \text{ Volts} \quad \text{(II-14)}$$

il vient :

$$\varepsilon_B = 4{,}2\ 10^3\ N_d^{1/8}\ V.cm^{-1} \qquad (II\text{-}15)$$

$$W_B = 2{,}65\ 10^{10}\ N_d^{-7/8}\ cm\ . \qquad (II\text{-}16)$$

L'inégalité (II-11) devient :

$$W_{e_{P^+NN^+}} \geqslant 0{,}34 \times (2{,}65\ 10^{10}\ N_d^{-7/8}) \qquad (II\text{-}17)$$

L'expression (II-13) donnant la valeur de la tension de claquage d'une fonction PIN s'écrit :

$$V_{B_{P^+NN^+ \text{ ou } P^+PN^+ \text{ en Volts}}} = 4{,}2\ 10^3 W_e N_d^{1/8} - 8.10^{-8} W_e^{\ 2} N_d \qquad (II\text{-}18)$$

Avec $W_e$ en cm et $N_d$ en $cm^{-3}$.

Sur les figures II-4-h et II-4-i nous avons délimité les zones pour lesquelles l'égalité II-3 (ou II-18) est applicable.

La figure II-4-h a rapport aux jonctions $P^+NN^+$ et traduit l'inégalité (II-11) ou (II-17). La figure II-4-i a rapport aux jonctions $P^+PN^+$ et traduit l'inégalité (II-12).

II-4-3 - Application aux jonctions de Read

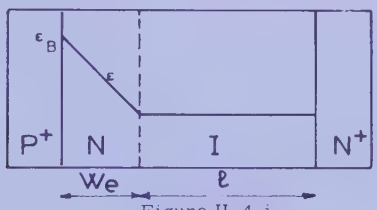



Figure II-4-j

Une structure de Read du type $P^+NIN^+$ est illustrée sur la figure II-4-j. Cette structure est définie par trois éléments :

- le dopage de la région N
- la largeur $W_e$ de la région N
- la largeur $\ell$ de la région intrinsèque.

D'après ce que nous venons de voir, il est clair que les conditions de claquage dans la région N peuvent s'aborder de la même manière que les conditions de claquage dansla jonction $P^+NN^+$, c'est-à-dire

- pour des structures $P^+NIN^+$, si $W_e$ est supérieur à la valeur $W_{e_m}(N_d)$ indiquée sur le graphique figure II-4-h, la chute de tension dans la région N, au moment du claquage est égale à la tension de claquage de la jonction $P^+NN^+$ correspondante.

- pour les structures $N^+PIP^+$, les valeurs de $W_{e_m}(N_d)$ sont indiquées sur le graphique figure II-4-i.

soit :

| $V_B$ | = | $V_B$ | + | $V$ |
|---|---|---|---|---|
| structure de Read | | structure PIN | | dans la zone intrinsèque |

$$V_{B_{Read}} = 4,2\ 10^3 N_d^{-1/8}(\ell + W_e) - 1,6\ 10^{-7} W_e N_d \left(\frac{W_e}{2} + \ell\right) \qquad \text{(II-19)}$$

G. GIBBONS et SM. SZE [12] ont abordé le problème de façon semblable sans toutefois différencier les conditions sur $W_{e_m}(N_d)$ pour les structures $P^+NIN^+$ et $N^+PIP^+$.

II-4-4 - Résistance différentielle statique des jonctions PN abruptes en régime d'avalanche [13]

Nous avons déterminé la région de charge d'espace où se produit la multiplication ; le reste de la charge d'espace n'étant pas soumis à la multiplication, sera traversé par des porteurs mobiles d'un seul type : électrons ou trous.

La figure II-4-k nous donne une image de ces deux régions dans le cas d'une jonction $P^+N$. Dans la région I, dite de multiplication, la charge totale des porteurs mobiles est nulle (on suppose qu'électrons et trous sont animés de la même vitesse) par contre, dans la région II, où est présent un seul type de porteurs mobiles, la charge répartie de ces porteurs mobiles vient réduire la densité des charges fixes constituée par les ions du dopant.

En présence d'un courant inverse, les conditions de claquage resteront satisfaites si les équations telles que (II-2) et (II-3) restent vérifiées ; il faut donc s'assurer que la structure du champ électrique varie peu dans la région I de multiplication.

Comme le montre la figure II-4-k, nous avons supposé qu'en présence d'un courant inverse, la valeur du champ électrique reste presque invariante à la limite des régions I et II. Par ailleurs, comme la distribution des charges mobiles dans la région I peut être représentée, en première approximation, par deux droites symétriques par rapport à l'abscisse $\lambda$, le champ électrique maximum reste, lui aussi presque invariant.
On peut donc, dans le but d'effectuer un calcul suffisamment simple, supposer invariant le champ électrique dans la région I.

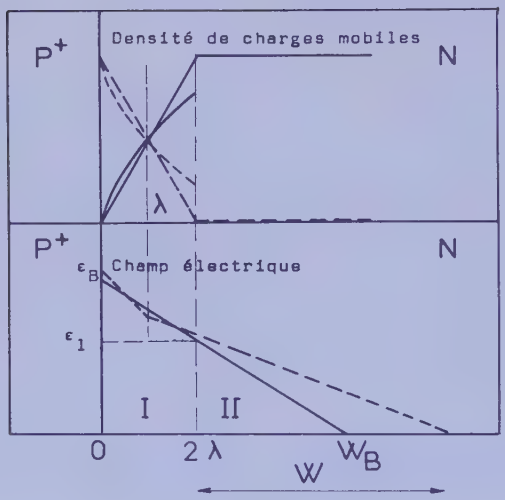



Figure II-4-k

Division de la charge d'espace d'une jonction $P^+N$ en deux régions pour la détermination de la résistance différentielle statique.

Dans ces conditions, la variation de tension aux bornes de la jonction lors du passage d'un courant inverse sera donc seulement due à l'effet des charges mobiles dans la région II.

Notre étude précédente sur la région de multiplication dans les jonctions $P^+N$ et $N^+P$ nous permettra de fixer exactement la limite entre les régions I et II.

Toute une série d'études expérimentales et théoriques dont nous citerons plus particulièrement celles des références [ 2 ] et [ 14] ont montré que pour des champs électriques suffisamment élevés, la vitesse des porteurs libres atteint une valeur limite $v_d$ Dans pratiquement toute la charge d'espace d'une jonction PN

polarisée en inverse le champ électrique est très élevé ; nous admettrons donc que, dans la charge d'espace électrons et trous circulent à la vitesse limite et que cette vitesse est la même pour les électrons et les trous.

Dans ces conditions, on écrira pour la région II où circule un seul type de porteur :

$$\rho = qN_d - \frac{I}{Avd}$$

$\rho$ : Nouvelle densité de charges ; $qN_d$ : densité des charges fixées ; $\frac{I}{Avd}$ : densité des charges mobiles

I : courant de claquage

A : surface de la jonction

La chute de tension de la région II s'écrit :

$$V_{II} = \frac{\varepsilon_\ell W}{2} \qquad \text{avec} \qquad W = \frac{KK_0\,\varepsilon_\ell}{\left(qN_d - \frac{I}{Avd}\right)^2}$$

soit :

$$\frac{dV_B}{dI} = \frac{dV_{II}}{dI} = \frac{\varepsilon_\ell^2}{2}\, KK_0\, \frac{1}{Avd}\, \frac{1}{\left(qN_d - \frac{I}{Avd}\right)^2}$$

avec :

$$\varepsilon_\ell = \varepsilon_B \frac{W_B - 2\lambda}{W_B} = \frac{qN_d(W_B - 2\lambda)}{KK_0}$$

$$\frac{dV_B}{dI} = \frac{(W_B - 2\lambda)^2}{A}\, \frac{1}{2KK_0V_d}\, \frac{(qN_d)^2}{\left(qN_d - \frac{I}{Avd}\right)^2} \qquad \text{(II-20)}$$

$$2\lambda = 0{,}34\ W_B \qquad \text{pour les jonctions abruptes } P^+N$$

$$2\lambda = 2W_B\left(\frac{N_d}{3{,}15\ 10^{21}}\right)^{1/4} \qquad \text{pour les jonctions abruptes } N^+P$$

Lorsque le courant inverse I est suffisamment faible pour que l'on ait :

$$\frac{I}{Avd} \ll qN_d ,$$

on écrit : $$\frac{dV_B}{dI} = \frac{(W_B - 2\lambda)^2}{A} \quad \frac{1}{2KK_0 vd} \qquad \text{(II-21)}$$

La vitesse limite mesurée pour les électrons et les trous, vaut [13]

$$vd \simeq 10^7 \text{ cm/s} .$$

Remarque 1 :

S. M. SZE et W. SHOCKLEY [15] ont énoncé une méthode permettant de prévoir la conductance d'une jonction PN en régime d'avalanche ; cette méthode considère que la charge d'espace est composée de cubes

de conductance $G = 2KK_0 vd$

en nombre $N = \frac{A}{W^2}$

On obtient de cette façon : $$\frac{dV_B}{dI} = \frac{1}{GN} = \frac{W^2}{A\ 2KK_0 vd} .$$

Le calcul que nous avons effectué permet de retrouver cette valeur comme une première approximation de la valeur correcte.

Remarque 2 :

Dans leurs études des oscillations du type Read au sein des jonctions PN en régime d'avalanche, M. GILDEN et M. E HINES [15] ont donné une expression de la résistance active de la charge d'espace en fonction de la fréquence :

$$Z = \frac{1d^2}{2KK_0 Avd} \quad \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}}$$

$\omega_a$ : pulsation caractéristique de la zone de multiplication.

Dans le cas des jonctions abruptes, la valeur de $\ell_d$ : longueur de drift est également donnée par l'expression :

$$\ell_d = (W_B - 2\lambda) \left( \frac{qN_d}{qN_d - \frac{I}{Avd}} \right)$$

II - 5 - EXPRESSIONS ANALYTIQUES APPROCHEES DES FACTEURS DE MULTIPLICATION

II-5-1 - Loi de Miller

Les expressions complètes déterminant les lois de multiplication ont été écrites au paragraphe (II-1) à partir de la distribution des impuretés ionisées et des expressions en fonction du champ des coefficients d'ionisation $\alpha$ et $\beta$

On a obtenu :

$$(a) \quad \begin{cases} X = 1 - \frac{1}{M_e} & \text{cf (II-2)} \\ Y = 1 - \frac{1}{M_t} & \text{cf (II-3)} \end{cases}$$

pour une jonction $N^+P$, et :

$$(b) \quad \begin{cases} X' = 1 - \frac{1}{M'_e} & \text{cf (II-5)} \\ Y' = 1 - \frac{1}{M'_t} & \text{cf (II-6)} \end{cases}$$

pour une jonction $P^+N$.

Toutefois, les expressions ne peuvent être utilisées qu'à l'aide d'un calcul numérique complexe.

Une expression ayant une forme très intéressante en pratique a été proposée empi-

riquement par Miller [8].

$$(c) \qquad 1 - \frac{1}{M} = \left(\frac{V}{V_B}\right)^n .$$

Cette relation satisfait aux conditions aux limites :

$$V \to V_B \quad , \quad M \to \infty$$
$$V << V_B \quad , \quad M \to 1 .$$

Si l'on se propose de représenter, compte tenu des résultats que nous avons obtenus, les relations (a) et (b) sous une formulation approchée du type (c), on devra avoir présent à l'esprit que l'exposant $n$ de Miller reste à déterminer pour des différents $M_e$, $M'_e$, $M_t$, $M'_t$.

II-5-2 - Détermination de la valeur de l'exposant $n$ [17].

II-5-2-1 - Cas des tensions faibles par rapport à la tension de claquage: Par conséquent $M$ est voisin de l'unité.

Dans ce cas l'intégrale $\int_0^W (\alpha-\beta)dx$ est voisine de zéro, il est donc possible d'écrire :

$$1 - \frac{1}{M_e} \# 1 - \frac{1}{M'_e} \# \int_0^W \alpha \, dx$$

et

$$1 - \frac{1}{M_t} \# 1 - \frac{1}{M'_t} \# \int_0^W \beta \, dx$$

Traitons le problème pour $M_e$ (ou $M'_e$)

il vient

$$n_e \frac{dV}{V} = \frac{\alpha dx}{\int_0^W \alpha dx}$$

La fonction $\alpha = A\, e^{-\frac{B}{\varepsilon}}$ n'est intégrable analytiquement qu'à l'aide d'une fonction tabulée.

Dans la même mesure où $\alpha$ est une fonction très rapidement croissante de $\varepsilon$, nous allons admettre que l'intégrale $\int_0^W \alpha\, dx$ atteint pratiquement sa valeur finale au voisinage de $x = W$, c'est-à-dire de $\varepsilon = \varepsilon_M$.

On recherche la fonction $\alpha = \lambda\, \varepsilon^{\theta}$ dont la courbe représentative est tangente au point $\varepsilon = \varepsilon_M$ à la courbe réelle ; cette nouvelle fonction sera ensuite utilisée pour le calcul de l'intégrale :

$$\lambda\, \varepsilon_M^{\theta} = A\, e^{-\frac{B}{\varepsilon_M}}$$

$$\theta \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_M} = \frac{B}{\varepsilon_M^2}\, d\varepsilon$$

d'où :

$$\theta = \frac{B}{\varepsilon_M} .$$

Il vient pour les jonctions abruptes :

$$n_e \frac{dV}{V} = (\theta+1) \frac{d\varepsilon_n}{\varepsilon_M}$$

soit :

$$n_e = n'_e = \frac{\theta+1}{2} = \frac{\frac{B}{\varepsilon_M} + 1}{2} .$$

Les vitesses d'ionisation $\alpha$ et $\beta$ étant des fonctions de $\varepsilon$ de la même forme, l'expression ci-dessus est également valable pour $n_t$ et $n'_t$.

Remplaçons $B$ par sa valeur, on écrit

$$n_e = n'_e = \frac{\frac{1{,}75.10^6}{\varepsilon_M} + 1}{2} . \qquad \text{(II-22)}$$

$$n_t = n'_t = \frac{\frac{3{,}26.10^6}{\varepsilon_M} + 1}{2} . \qquad \text{(II-23)}$$

Il apparaît donc clairement que l'exposant dans une loi de multiplication formulée suivant le type de la loi de Miller, est une fonction à la fois de $V_B$ (puisque $\varepsilon_B$ est une fonction de $V_B$) et du rapport $\frac{V}{V_B}$.

Les expressions (II-22) et (II-23) permettent la détermination de $n$ pour les faibles multiplications si on connaît :

- $\varepsilon_B = f(V_B)$.
- le rapport $\left(\frac{V}{V_B}\right)$

On peut remarquer, toutefois, que le champ maximum au claquage : $\varepsilon_B$ est une fonction faiblement variable de la tension de claquage $V_B$.

II-5-2-2 : Cas des tensions voisines de la tension de claquage

On a $V \# V_B$, soit $M$ tendant vers l'infini.

Prenons d'abord le cas d'une jonction $N^+P$ traversée par un courant inverse de claquage ; on écrit :

$$1 = \int_0^{W_B} \alpha \, e^{-\int_0^x (\alpha-\beta)dx'} dx .$$

Maintenons le même courant inverse mais, cette fois, en injectant un faible courant $i_{e_0}$ d'électrons. La figure II-5-a nous montre la redistribution des charges mobiles à l'intérieur de la charge d'espace ; le nouvel état d'équilibre s'exprime de la façon suivante :

$$n_e \frac{dV}{V_B} = \alpha_B \, e^{\int_0^{W_B} (\alpha-\beta)dx'} dx .$$

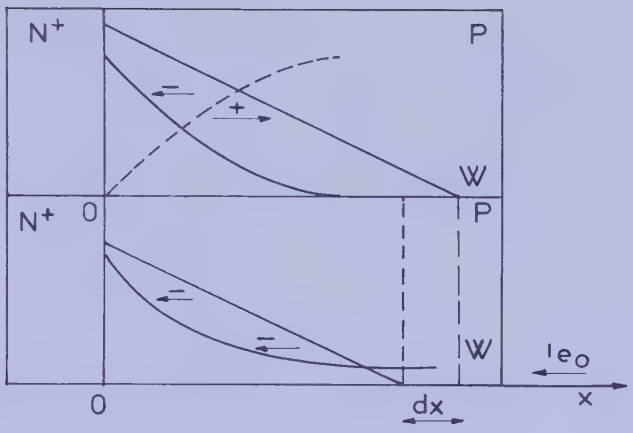



Figure II-5-a : Multiplication au voisinage de $V=V_B$ lorsqu'on injecte un courant d'électrons dans la charge d'espace d'une jonction $N^+P$.

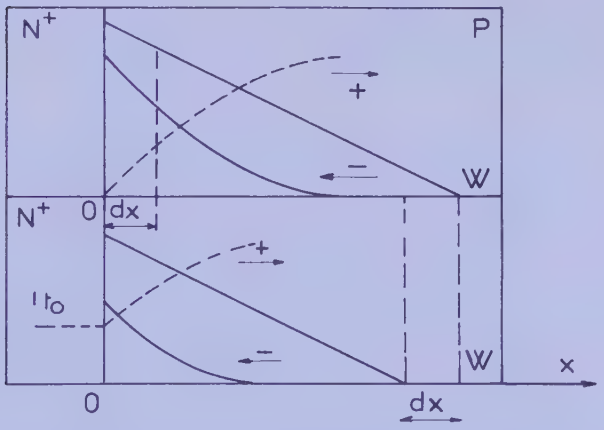



Figure II-5-b : Multiplication au voisinage de $V=V_B$ lorsqu'on inecte un courant de trous dans la charge d'espace d'une jonction $N^+P$.

soit, pour une jonction abrupte :

$$n_e = V_B \frac{\alpha_B}{\epsilon_B} \frac{1}{\int_{0}^{W_B} (\alpha-\beta)\,dx}$$

$$n_e = \frac{\alpha_B W_B}{2} \frac{M_t}{M_e} \qquad \text{(II-24)}$$

Injectons, cette fois, un faible courant $i_{t_o}$ de trous en conservant toujours le même courant total (figure II-5-b). Le champ électrique $\epsilon$ et la répartition des charges mobiles dans la nouvelle région de charge d'espace, $0,\ W-dx$ sont, comme il a été vu au chapitre II-1, identiques à la configuration qui existait précédemment dans la zone : $0 + dx,\ W$.

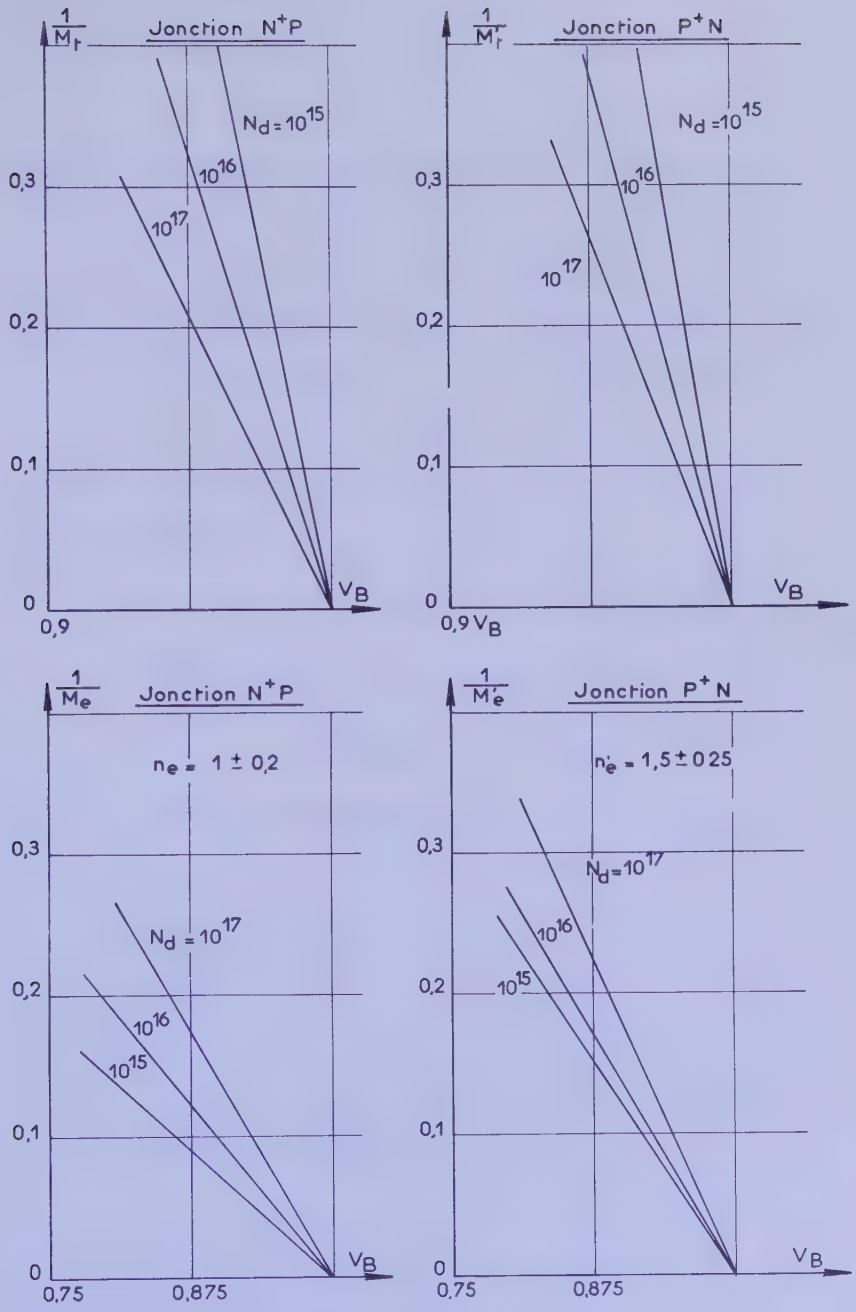
$$n_t \frac{dV}{V_B} = \alpha dx$$

Soit, puisque la jonction est abrupte : $n_t = \frac{\alpha_B W_B}{2}$ (II-25)

Il est aisé de monter que pour une jonction abrupte $P^+N$, on vérifie de la même façon :

$$n'_e = \frac{\beta'_B - W'_B}{2} \cdot \qquad \text{(II-26)}$$

$$n'_t = \frac{\beta'_B W'_B}{2} \cdot \frac{M'_e}{M'_t} \cdot \qquad \text{(II-27)}$$


1/M_r
Jonction N+P
N_d = 10^15
10^16
10^17
0,3
0,2
0,1
0
V_B
0,9
1/M'_r
Jonction P+N
N_d = 10^15
10^16
10^17
0,3
0,2
0,1
0
V_B
0,9 V_B
1/M_e
Jonction N+P
n_e = 1 ± 0,2
N_d = 10^17
10^16
10^15
0,3
0,2
0,1
0
V_B
0,75
0,875
1/M'_e
Jonction P+N
n'_e = 1,5 ± 025
N_d = 10^17
10^16
10^15
0,3
0,2
0,1
0
V_B
0,75
0,875

— Figure II.5.c —

Les tensions de claquage de deux jonctions complémentaires étant très voisines, on peut penser que, pour deux jonctions complémentaires, d'une part $n_e$ et $n'_e$ , d'autre part $n_t$ et $n'_t$ sont très voisins.

Une étude numérique [11] nous a permis de tracer les courbes représentant les fonctions $\frac{1}{M} = f(\frac{V}{V_B})$ au voisinage du claquage (cf figure II-5-c)
L'exposant n est égal à la pente de ces courbes.
Pour des dopages variant de $10^{15}$ A $cm^{-3}$ à $10^{17} cm^{-3}$, on a obtenu :

$$\left.\begin{aligned} n_e &= I \pm 0,2 \\ n'_e &= I,5 \pm 0,25 \end{aligned}\right\} \quad \text{Le rapport } \frac{n'_e}{n_e} = Cte = I,5$$

Les valeurs de $n_t$ et $n'_t$ sont voisines pour deux jonctions complémentaires mais très dispersées en fonction du dopage.
$n'_t$ reste toujours légèrement supérieur à $n_t$ ; $n'_t \# I,2\ n_t$ .

II-5-3 - Expressions analytiques du coefficient de multiplication : M

II-5-3-1 - Cas des faibles multiplications

On peut écrire, pour une jonction abrupte dans le cas des faibles multiplications :

$$M = \frac{1}{1 - (\frac{V}{V_B})^{\left[\frac{B}{2\epsilon_M} + \frac{I}{2}\right]}} \# 1 + (\frac{V}{V_B})^{\left[\frac{B}{2\epsilon_M} + \frac{1}{2}\right]}$$

"B" vaut [5] $I,75.IO^6$ $V.cm^{-I}$ pour les électrons.
$3,26.IO^6$ $V.cm^{-I}$ pour les trous.

Quand le dopage de la région la moins dopée est compris entre $10^{15}$ et $10^{17}$ $cm^{-3}$, les relations (II-14), (II-15), (II-16) nous permettent de relier $\varepsilon_B$, $W_B$ et $V_B$. Il est donc possible d'exprimer $\varepsilon_M$ en fonction de $V_B$ et de $\frac{V}{V_B}$ ; tous calculs faits, il vient :

$$M_e \# M'_e \# 1 + \left( \frac{V}{V_B} \right)^{\left[ \frac{V_B^{2/3}}{V^{1/2}} + \frac{1}{2} \right]} \qquad \text{(II-28)}$$

$$M_t \# M'_t \# 1 + \left( \frac{V}{V_B} \right)^{\left[ \frac{1,9\ V_B^{2/3}}{V^{1/2}} + \frac{1}{2} \right]}. \qquad \text{(II-29)}$$

avec :

$$10 < V_B < 350.$$

Remarque

On peut utiliser ces résultats pour les structures PIN ou de Read définies précédemment.

En effet, on peut dire que ces structures présentent la même figure de multiplication que la jonction abrupte équivalente dès que l'on peut identifier la valeur du champ électrique maximum.

Il suffit donc d'exprimer les tensions V et $V_B$ de la jonction abrupte en fonction des mêmes grandeurs définies sur la jonction P I N ou la jonction de Read pour que le champ électrique maximum soit identique et de remplacer V et $V_B$ par leurs expressions dans les relations (II-28) et (II-29).

II-5-3-2 - Limite de validité des expressions de M pour les faibles multiplications

Définir les limites de validité de (II-28) et (II-29) revient à définir la qualité de l'approximation utilisée pour écrire : $n = \frac{B}{2\varepsilon_M} + \frac{1}{2}$.

On a posé : $\int_0^W (\alpha-\beta)\, dx \# 0$ .

Admettons une valeur maximale de 0,1 pour cette intégrale.

Pour la définition de $n_e$, l'erreur commise sera tous calculs faits inférieure à 10% si on prend : $\int_0^W (\alpha-\beta)\, dx < \int_0^W \alpha\, dx \leqslant 0,1.$

Ce qui signifie que la formule (II-28) rend bien compte de $n_t$ pour :

$$1 < M_e < 1,1.$$

Si on admet la même erreur maximale (10%) pour la détermination de $n_t$, il faut tenir compte de ce que : $\alpha >> \beta$.

Une estimation grossière peut être faite en écrivant :

$$\frac{\int_0^W \beta\, dx}{\int_n^W \alpha\, dx} \# \frac{\beta(\varepsilon_M)}{\alpha(\varepsilon_M)},$$

puisque $\beta$ et $\alpha$ décroissent très fortement avec le champ électrique.

d'où $\int_0^W \beta dx \# 1 - \frac{1}{M_t} < 0,1 \quad \frac{\beta(\varepsilon_M)}{\alpha(\varepsilon_M)}$ .

Le rapport $\frac{\beta(\varepsilon_M)}{\alpha(\varepsilon_M)}$ est une fonction de $\varepsilon_M$, $\varepsilon_M$ étant lui-même fonction de $V_B$ et du rapport $\frac{V}{V_B}$.

Il est donc difficile de fixer la borne supérieure de validité de (II-29). On peut dire toutefois que pour les cas étudiés (10 V< $V_B$< 350 V) lorsque $\int_n^W (\alpha-\beta)\, dx$

vaut 0,1, le rapport $\frac{\beta(\varepsilon_M)}{\alpha(\varepsilon_M)}$ n'est jamais inférieur à $\frac{1}{50}$,

soit : $1 < M_t = M'_t < 1{,}002$.

Cette estimation est pessimiste pour les faibles valeurs de $V_B$.
Il est plus réaliste de dire que (II-29) n'est applicable pour $M_t$ que lorsque (II-28) est applicable pour $M_e$ puisqu'on est sûr qu'à ce moment là :

$$\int_0^W (\alpha - \beta)\, dx < 0{,}1 .$$

Il s'ensuit un critère unique de validité pour (II-28) et (II-29) :

$$\frac{V}{V_B} < 0{,}5 .$$

L'expression (II-29) ne convient que pour les très faibles valeurs de $M_t$ ce qui la rend peu utilisable.

II-5-3-2 - Cas des fortes multiplications

L'étude des fortes multiplications est basée sur les deux remarques suivantes :

- la connaissance de la répartition des charges mobiles nous permet de relier directement :

$\frac{1}{M'_e}$ à $1 - \sqrt{\frac{V}{V_B}}$ pour les jonctions $P^+N$

$\frac{1}{M_t}$ à $1 - \sqrt{\frac{V}{V_B}}$ pour les jonctions $N^+P$

- l'analyse numérique nous a montré que, dans le cas des fortes multiplications on avait toujours :

$$\frac{n'_e}{n_e} \# 1{,}5 . \qquad \frac{n'_t}{n_t} \# 1{,}2 .$$

Sur les figures II-4-c et II-4-d, on note que les fonctions : $\frac{1}{M} = f\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right)$ sont représentées par des droites lorsque :

$$1{,}2 < M < \infty .$$

Si on admet que toutes les fonctions $\frac{1}{M} = f\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right)$ sont de la même forme, il vient :

$$\frac{1}{M'_e} \# 3\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right). \qquad \text{(II-30)}$$

$$\frac{1}{M_e} \# 2\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right). \qquad \text{(II-30 bis)}$$

soit

$$\frac{1}{M_t} \# \frac{1}{2\left(\frac{P}{3{,}16.10^{21}}\right)^{1/4}}\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right)$$

$$\frac{1}{M_t} \# 3V_B^{1/3}\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right). \qquad \text{(II-31)}$$

Remarque :

$$\frac{1}{M'_t} \# 3{,}6\, V_B^{1/3}\left(1-\sqrt{\frac{V}{V_B}}\right). \qquad \text{(II-31 bis)}$$

Comme dans le cas des faibles multiplications, il est bon de noter que, pour connaître les valeurs de M des structures P I N ou de Read il suffit d'exprimer la tension V et le rapport $\frac{V}{V_B}$ de la jonction abrupte équivalente en fonction des mêmes grandeurs définies sur l'une ou l'autre structure.

W. SHOCKLEY [2] a montré qu'au voisinage de $V_B$ on pouvait écrire :

$$\frac{1}{M} = \frac{n(V_B - V)}{V_B} .$$

Les expressions (II-30) et (II-31) deviennent, près du claquage :

$$\frac{1}{M'_e} = \frac{3}{2}\frac{V_B - V}{V_B} \qquad \text{soit} \quad n'_e = \frac{3}{2}$$

$$\frac{1}{M_t} = \frac{3}{2}V_B^{1/3}\frac{V_B - V}{V_B} \qquad \text{soit} \quad n_t = \frac{3}{2}V_B^{1/3}.$$

On procèderait de la même façon pour $n_e$ et $n'_t$.
Divers auteurs [18] [19] ont mesuré $\frac{1}{M}$ au voisinage de $V_B$.

Sur la figure II-5-d sont comparés les résultats analytiques obtenus dans ce paragraphe aux résultats expérimentaux : l'accord est bon si on tient compte de ce que les jonctions utilisées pour les mesures (diffusion de $N^+$ sur un substratum P) n'ont pas exactement la structure de jonctions abruptes. En particulier, pour les faibles tensions de claquage, les jonctions réalisées ont une structure plus voisine de la jonction graduelle que de la jonction abrupte.

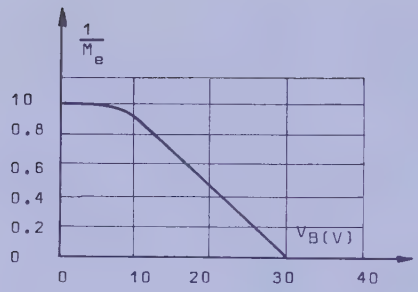
Pour conclure cette étude sur les lois de multiplication, nous pouvons dire que :

- la loi de Miller : $M = \frac{1}{1-(\frac{V}{V_B})^n}$ vérifie seulement les conditions aux limites ($V \longrightarrow 0$ et $V \longrightarrow V_B$).

- il est intéressant de décomposer la loi de multiplication en deux zones l'une de faible multiplication, définie par $\frac{V}{V_B} < \frac{1}{2}$ l'autre de forte multiplication, définie par $M_e$ ou $M_t > 1,2$

- des expressions analytiques simples $M = f(V_B, \frac{V}{V_B})$ ont été établies permettant de connaître $M$ à l'intérieur de chacune de ces deux zones

- en ce qui concerne $M_e$ et $M'_e$ ces deux zones se recouvrent ; ceci signifie que l'on peut connaître très simplement $M_e$ et $M'_e$ si on connaît $V$ et $V_B$.




d'après [18]

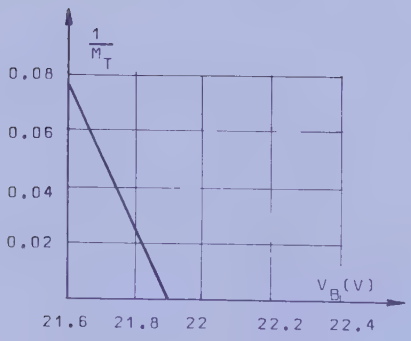
$\frac{1}{M_e} = f(V)$

$n_e$ mesuré = 1,4

$n_e$ théorique $\neq$ 1,2
pour une jonction abrupte

$n_e$ théorique $\neq \frac{4}{3}(1,2) = 1,6$
pour une jonction graduelle

Figure II-5-d




d'après [19]

$\frac{1}{M_t} = f(V)$

$n_t$ mesuré = 6

$n_t$ théorique = 4,2
pour une jonction abrupte.

$n_t$ théorique $\neq \frac{4}{3} \times 4,2 = 5,6$
pour une jonction graduelle.

$M_t$ par contre, est déterminé de la même façon à l'intérieur des zones indiquées mais n'a pas de définition analytique simple pour :

$$\frac{1}{2} < \frac{V}{V_B} < \frac{V}{V_E} \quad \text{pour } M_t = 1,2$$

- les résultats acquis sur les jonctions abruptes peuvent être utilisés pour prévoir $M$ dans certaines structures PIN ou de Read.

## II-6 - COEFFICIENT THERMIQUE DES JONCTIONS P.N. EN REGIME D'AVALANCHE

Pour déterminer le coefficient thermique d'une jonction, il est nécessaire de prévoir le comportement de la vitesse d'ionisation $\alpha$ en fonction de la température.

Les mesures de LEE, LOGAN et Autres [5] ont montré qu'à une température donnée on avait :

$$\alpha = A\, e^{-\frac{B}{\varepsilon}}$$

Ces mesures sont en accord avec les prévisions théoriques de BARAFF[4]

$$\alpha L_R = a\, e^{-\frac{E_i}{q\varepsilon L_R}}$$

Si on choisit l'énergie d'ionisation $E_i$ et si on suppose que la section efficace d'ionisation ne dépend pas de la température (ou aussi admettre que le choix de $E_i$ et de la section efficace d'ionisation sont corrélés c'est-à-dire que si la section efficace d'ionisation diminue, les porteurs chauds diffusent vers de plus hautes énergies), il vient :

$$\frac{1}{\alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial T} + \frac{1}{L_R}\frac{\partial L_R}{\partial T} = \frac{E_i}{q\varepsilon L_R}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} + \frac{1}{L_R}\frac{\partial L_R}{\partial T}\right) = \frac{B}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} + \frac{1}{L_R}\frac{\partial L_R}{\partial T}\right)$$

Lorsque le courant de claquage d'une jonction est maintenu constant, le nombre de multiplications est invariant, ce qui nous conduit à postuler :

$$\alpha_B \, W_{eff} = cte \ .$$

Si la charge d'espace ne présente pas de discontinuité dans sa zone efficace on peut dire que :

$$\frac{d\, W_{eff}}{W_{eff}} = \frac{dW}{W} \ .$$

$W$ , dans ce cas, est la longueur de charge d'espace fictive ou réelle qu'aurait la jonction si la loi $\varepsilon(x)$ existant dans la zone efficace se prolongeait dans le reste de la charge d'espace.

Pour la jonction abrupte (ou $N_d$ constant non nul dans la zone efficace) :

$$\frac{d\alpha_B}{\alpha_B} = - \frac{d\, W_{eff}}{W_{eff}} = - \frac{dW}{W} = - \frac{d\varepsilon_B}{\varepsilon_B} \ .$$

Pour la jonction graduelle (ou $N_d$ variant linéairement dans la zone efficace) :

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = - \frac{d\, W_{eff}}{W_{eff}} = - \frac{dW}{W} = - \frac{d\varepsilon_B}{2\varepsilon_B} \ .$$

Il vient, pour la jonction abrupte :

$$\frac{1}{\varepsilon_B} \frac{\partial \varepsilon_B}{\partial T} = \frac{1}{2V_B} \frac{\partial V_B}{\partial T} = - \frac{1}{L_R} \frac{\partial L_R}{\partial T} \ \frac{\frac{B}{\varepsilon_B} - 1}{\frac{B}{\varepsilon_B} + 1} \ .$$

Le coefficient thermique sera donc déterminé lorsqu'on connaîtra le terme :

$$\frac{1}{L_R} \frac{\partial L_R}{\partial T} \ .$$

Pour ce faire, on peut remarquer que $\frac{1}{L_R}$ est proportionnel à la proba-

bilité d'absorption de phonons optiques : l'équilibre du système impose à $\frac{1}{L_R}$ de varier comme la probabilité d'émission [20].

La probabilité d'émission varie comme [5]

$$\underset{\text{émission spontanée}}{1} + \underset{\text{émission stimulée}}{n} = 1 + \frac{1}{e^{\frac{E_R}{kT}} - 1}$$

on écrit : $$\frac{1}{L_R}\frac{\partial L_R}{\partial T} = -\frac{1}{1+n}\frac{\partial (1+n)}{\partial T}$$

$E_R$ vaut 0,063 eV pour le Silicium et reste invariant avec la température, la dilatation thermique du réseau cristallin étant négligeable.
On en déduit, à la température ambiante (300°K)

$$\frac{1}{L_R}\frac{\partial L_R}{\partial T} = -\,7{,}65\ 10^{-4}/°C$$

Soit, pour une jonction abrupte au Silicium : *

$$\frac{1}{V_B}\frac{\partial V_B}{\partial T} = 1{,}53\ 10^{-3}\ \frac{\frac{B}{\epsilon_B} - 1}{\frac{B}{\epsilon_B} + 1}\ /°C\ . \qquad (II\text{-}32)$$

Pour le Silicium, la valeur de B à considérer est celle relative aux électrons puisque c'est ce type de porteur qui prend une part prépondérante dans le processus de multiplication ($B = 1{,}75\ 10^6\ V.cm^{-1}$)

---

* LEE, LOGAN et autres ont déduit $L_R$ de leurs mesures pour trois températures différentes, leurs résultats confirment cette hypothèse.

Dans le cas des jonctions abruptes, on relie $\varepsilon_B$ à $V_B$ à l'aide de (II-14) et (II-15)

$$\varepsilon_B = \frac{8,5\ 10^5}{V_B^{1/6}} \quad V.\ cm^{-1} \ ,$$

l'expression (II-32) s'écrit alors :

$$\frac{1}{V_B}\frac{\partial V_B}{\partial T} = 1,53\ 10^{-3}\ \frac{2V_B^{1/6} - 1}{2V_B^{1/6} + 1} \quad , \qquad \text{(II-32bis)}$$

l'expression (II-32) permet de prévoir

$$\frac{1}{V_B}\frac{\partial V_B}{\partial T} = 8,6\ 10^{-4}/°C \text{ pour } \quad V_B = 30\ V$$

$$\frac{1}{V_B}\frac{\partial V_B}{\partial T} = 9,5\ 10^{-4}/°C \text{ pour } \quad V_B = 100\ V\ .$$

Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux que nous connaissons [18][21][27].

On détermine, de la même façon, le coefficient thermique d'une jonction graduelle

$$\frac{1}{V_B}\frac{\partial V_B}{\partial T} = \frac{3}{2}\ 7,65\ 10^{-4}\ \frac{\frac{B}{\varepsilon_B} - 1}{\frac{B}{\varepsilon_B} + \frac{1}{2}} \qquad \text{(II-33)}$$

---

x Une étude analogue a été effectuée par SINGH TYAGIN[22] Celle-ci aboutit à des résultats numériques semblables en effectuant la compensation de deux inexactitudes : l'une sur l'évaluation de $\frac{1}{LR}\frac{\partial LR}{\partial T}$ , l'autre due à la supposition $\alpha_D = cte$.

Lorsque $\frac{B}{\epsilon_B} >> 1$ , c'est-à-dire pour les tensions de claquage élevées, le coefficient thermique d'une jonction graduelle est inférieur de 25 % à celui d'une jonction abrupte.

Il est bon de préciser que la quantité $V_B$ représente la différence de potentiel existant effectivement aux bornes de la charge d'espace. $V_b$ est donc égal à la somme de la tension appliquée et de la tension de diffusion interne ($V_D \neq 1$Volt) Nous préciserons davantage ce point au chapitre IV.

Si l'on cherche à minimiser le coefficient thermique, une structure intéressante est celle d'une jonction PIN telle qu'elle a été définie au paragraphe (II-4) quand on a choisi :

$$W_e = \frac{W_B}{3}$$ (cf figure II-6-a)

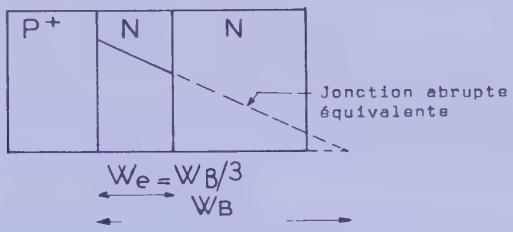



Figure II-6-a

Cette condition $W_e = \frac{W_B}{3}$ est équivalente à celle de $W_e$ minimum représentée sur la courbe de la figure II-4-h.

On sait dans ce cas, que la zone de multiplication est identique à celle de la jonction abrupte équivalente.

La quantité $\frac{1}{\epsilon_B} \frac{\partial \epsilon_B}{\partial T}$ aura la même valeur pour les deux jonctions.
Pour la jonction PIN décrite ci-dessus, on écrira :

$$\frac{1}{V_B} \frac{\partial V_B}{\partial T} = 1,1 \frac{1}{\epsilon_B} \frac{\partial \epsilon_B}{\partial T} .$$

Le coefficient thermique d'une telle jonction PIN est donc à peine supérieur à la moitié du coefficient thermique de la jonction abrupte dont la tension de claquage est approximativement deux fois plus grande.

Si on note que les jonctions abruptes qui claquent à plus de 30 V ont un coefficient thermique à peu près constant et voisin de $10^{-3}$, on en déduit :

$$\frac{1}{V_B} \left(\frac{\partial V_B}{\partial T}\right)_{(PIN)} \# 510^{-4}/°C \qquad \text{pour } V_B > 15 \text{ Volts}.$$

# CHAPITRE III

# IMPERFECTIONS DANS LES JONCTIONS P N ET LEURS CONSEQUENCES

## III-1 - IMPERFECTIONS LIEES A LA FLUCTUATION EN DENSITE DU DOPANT

W. SHOCKLEY [2] a étudié l'effet sur la tension de claquage de la fluctuation statistique de la densité du dopant dans le volume de la charge d'espace.

Pour ce faire, il a divisé la charge d'espace en petits cubes d'arête $W_B$ et a montré que la distribution statistique du dopage sur l'ensemble des cubes suivait la loi de Poisson.

Il en a déduit pour le silicium l'existence d'une fluctuation sur la tension de claquage des cubes d'amplitude :

$$\left( \frac{q\varepsilon_B}{KK_0} \right)^{1/2} \# 0,3 \text{ Volts} .$$

W. SHOCKLEY a montré, de plus, que si on avait à faire à un matériau compensé de dopage résultant :

$$N_D - N_a$$

densité de donneurs — densité d'accepteurs

les valeurs énoncées ci-dessus devraient être multipliées par le facteur :

$$C = \left( \frac{N_D + N_a}{N_D - N_a} \right)^{1/2}$$

appelé facteur de compensation.

Le processus réel de diffusion d'impuretés introduit donc, de par sa nature, un écart du comportement par rapport à la jonction théorique que nous venons d'étudier.

Le courant inverse de claquage sera donc constitué, au voisinage de $V_B$, de la somme de filets de courants circulant à travers les cubes de tension de claquage minimum. Ces micro-zones de claquage sont repérées grâce à l'émission dans

le visible qui accompagne le courant inverse.

De l'expression (II-21) donnant la résistance différentielle au claquage on peut déduire pour une jonction $P^+N$, la densité i en $A/cm^2$ de courant inverse pour laquelle l'ensemble des points de la jonction atteint le claquage.

$$i = \frac{0,3\ V}{W_B^{\,2}\ (\frac{dV_B}{dI})_{\text{d'un cube}}} = \frac{0,3\ V}{22\ 10^3\ W_B^{\,2}} \# \frac{14\ 10^{-6}}{W_B^{\,2}}\ \text{Amp}/W_B^{\,2}.$$

Le terme i est sensiblement plus faible pour une jonction $N^+P$ et varie avec le dopage de la zone P.

Cette densité de courant est relativement élevée ; prenons en exemple une diode $P^+N$ avec :

$$V_B = 30\ \text{Volts} \quad \text{soit} \quad W_B \# 1\ \mu.$$

$$\text{Surface} = A = 10^4\ \mu^2$$

Le courant inverse de conduction vaut :

$$I_{\text{inverse}} = 140\ \text{mA}$$

Ceci signifie par exemple qu'une diode "zener" commerciale, supposée technologiquement parfaite, ne travaille en fait que sur une faible fraction de sa surface. On peut noter, toutefois, que pour ces jonctions, le coefficient thermique positif associé à $V_B$ a un effet de contre-réaction tendant à homogénéiser la distribution du courant inverse sur l'ensemble de la surface.

## III-2 - Imperfections du type "microplasma"

### III-2-1 Identification du microplasma

La première observation du phénomène dit de microplamas a été faite par Mac KAY [6] au cours de recherches portant sur l'identification des causes d'un comportement de type bistable du courant inverse d'une jonction dans la région de

claquage (cf figure III-1)

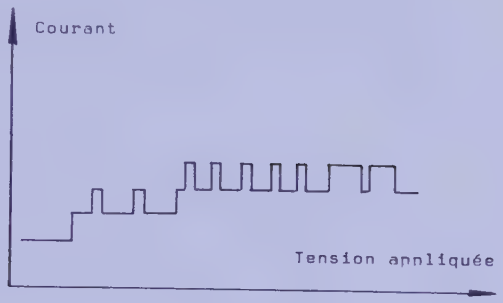



Figure III-1

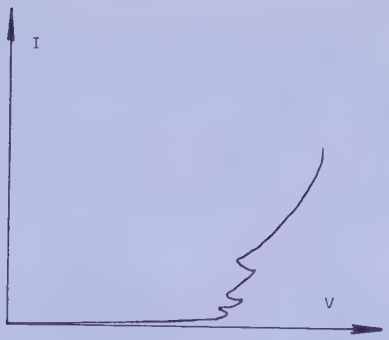



Figure III-2

Certaines anomalies ont été mises en évidence sur la caractéristique I(V) au voisinage du claquage des zones de fonctionnement à résistance négative de petite amplitude apparaissant pour des valeurs faibles du courant inverse (de l'ordre de 100 µ A) [21] [23] . Ces résistances négatives apparaissent en même

temps que le courant pulsé signalé plus haut.

Depuis lors, toute une série de travaux a montré que la caractéristique I(V) d'une jonction PN polarisée en inverse était, en fait dominée par des imperfections qui limitaient la tension de claquage à des valeurs inférieures à la tension de claquage de l'ensemble de la jonction (compte étant tenu de la fluctuation statistique du dopant).

De façon générale, on appelle microplasma ces régions à claquage prématuré.

Parmi les caractéristiques extérieures qui indiquent la présence de microplasmas, on peut citer :

- discontinuités dans la caractéristique I(V)
- émission lumineuse par points
- caractère pulsé du courant inverse

Toutefois, un microplasma peut exister sans qu'une des caractéristiques extérieures ne l'indique ; la lumière émise peut être réadsorbée, le courant inverse peut apparaître continu.... etc ....

R.H. HAITZ [19] a étudié le comportement électrique d'un microplasma en utilisant quatre paramètres : (cf figure III-3)

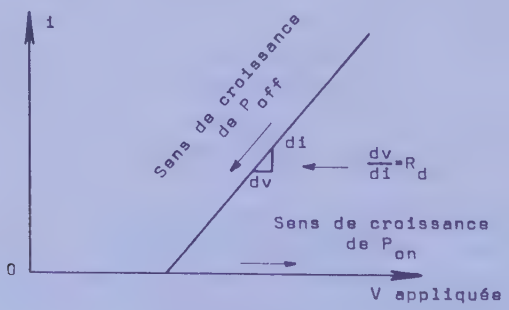



Figure III-3

- Tension de claquage $V_B$
- résistance différentielle $R_d$ du microplasma
- $P_{on} = \frac{N}{1 - \frac{(i)}{i}}$

probabilité d'allumage

- $P_{off} = \frac{N}{\frac{(i)}{i}}$

probabilité d'extinction

N est le nombre d'impulsions de courant par unité de temps

i est le courant instantané du microplasma

(i) est le courant moyen du microplasma.

La probabilité d'allumage $P_{on}$ est liée à la probabilité d'injection, dans la zone du microplasma, du premier porteur qui va déclencher l'avalanche des porteurs secondaires ; $P_{on}$ est donc directement relié à un mécanisme de génération par effet de champ, par effet thermique ou autre.

L'étude de $P_{on}$, effectuée par MEADA et SUZUKI [24] a montré qu'effectivement $P_{on}$ était une fonction de la température.

Mac INTYRE [25] a expliqué la probabilité d'extinction $P_{off}$ en supposant que le microplasma s'éteint quand, au cours d'une fluctuation, le courant passe par la valeur zéro ; ce processus est un processus de fluctuation en chaîne avec l'état zéro comme état absorbant. Il est clair que, si ce modèle est valable, la probabilité $P_{off}$ est indépendante de la température.

Du comportement à quatre paramètres décrit par HAITZ on peut décrire les conséquences suivantes :

- si les constantes de temps liées au circuit d'observation du microplasma ($R_d$) capacités extérieures et de jonction, résistance extérieure) ont une va-

leur beaucoup plus faible que $\frac{1}{P_{on}}$ et $\frac{1}{P_{off}}$, le bruit "en tension" a l'apparence de crêneaux.

- si $P_{on} >> P_{off}$ le microplasma est presque toujours conducteur
- si $P_{off} >> P_{on}$ le microplasma est presque toujours éteint
- si les constantes de temps "intègrent"les fluctuations de courant, le bruit en tension a l'apparence d'un bruit en 1/f [21][26].

III-2-2 Vérification de l'absence de microplasmas dans une jonction

Puisque l'on n'a pas de preuves absolues de l'absence de microplasmas on est conduit à admettre que le degré de perfection d'une jonction est mesuré par le degré de conformité des lois de multiplication mesurées aux lois de multiplications prévues.

La mesure du coefficient de multiplication se fait par l'intermédiaire de l'injection d'un photocourant [27].

Aux fortes multiplications $(V \# V_B)$ , la loi de Miller s'écrit :

$$\frac{1}{M} = \frac{n(V_B - V)}{V_B} = n \left( 1 - \frac{1}{V_B} \right).$$

Notre étude des lois de multiplication nous a conduit, au voisinage de claquage des jonctions abruptes, aux expressions :

$$n_e \# 1 \qquad n_t \# \frac{3}{2}\left(V_B\right)^{1/3}$$

$$n'_e = 1{,}5\ n_e \qquad n'_t \# 1{,}2\ n_t.$$

On considèrera donc qu'une jonction abrupte (ou une partie de jonction) n'a pas de microplasmas si :

- d'une part, la valeur de $n$ est constante au voisinage du claquage.
- d'autre part, les valeurs de $n$ sont voisines de celles prévues.

Nous verrons dans la partie suivante comment les valeurs de $n$ peuvent être estimées, dans le cas des fortes multiplications pour les jonctions PIN et de Read.

L'on sait aujourd'hui réaliser des diodes exemptes de microplasmas [28] [29] ; la technique utilisée est celle de l'anneau de garde (cf figure III-4).

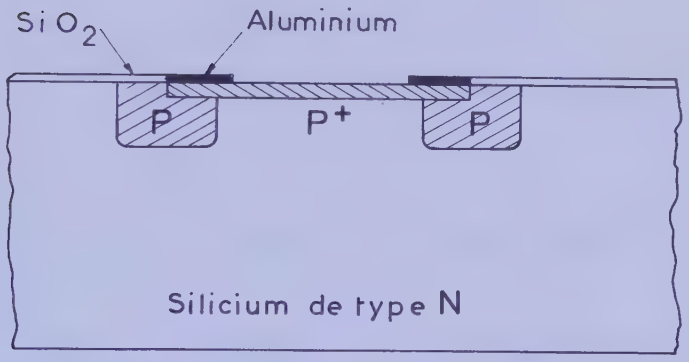



Figure III-4

Coupe d'une jonction avec anneau de garde

# CHAPITRE IV

# QUELQUES CONSEQUENCES CONCERNANT LES REGULATEURS DE TENSION ET LES PHOTOMULTIPLICATEURS A EFFET D'AVALANCHE

## IV-1 - REGULATEURS DE TENSION : PROBLEME DU COEFFICIENT THERMIQUE

Lorsqu'on se propose de minimiser le coefficient thermique d'un régulateur de tension, nous avons vu qu'il est intéressant de choisir la structure PIN (avec $W_e \neq \frac{W_B}{3}$).
Celle-ci présente, pour des tensions de régulation supérieures à 15 V, un coefficient thermique dont la valeur est comprise entre $5\ 10^{-4}$/°C et $6\ 10^{-4}$/°C.

Pour des tensions de régulation de faible valeur, il n'est plus possible de négliger le potentiel de diffusion et son coefficient thermique propre. Par ailleurs, les diodes régulatrices commerciales dont la tension de régulation est petite ont une structure de charge d'espace qui peut être très différente de celle d'une jonction abrupte . En effet, pour ces diodes, réalisées le plus souvent par diffusion, la profondeur du front de diffusion n'est plus négligeable par rapport à la largeur de charge d'espace au moment du claquage. La répartition du champ électrique au voisinage de la jonction métallurgique est dans ces conditions très mal définie.

Si on admet que, pour ces jonctions, la répartition du champ électrique est analogue à celle d'une jonction linéairement graduée, une première approche de ce problème peut être faite en remarquant que, pour le calcul du coefficient thermique le paramètre sensible est le rapport $\frac{\left(\frac{dV_B}{V_B}\right)}{\left(\frac{d\varepsilon_B}{\varepsilon_B}\right)}$.

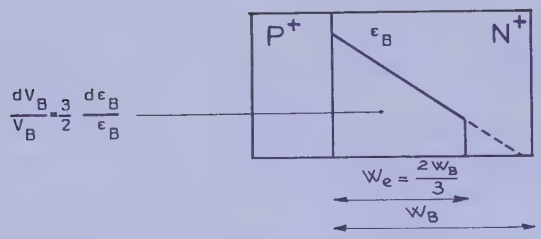



Figure IV-1

Ce rapport vaut $\frac{3}{2}$ pour une jonction linéairement graduée.
La jonction PIN pour laquelle ce rapport vaut également $\frac{3}{2}$ est telle que (cf fig. IV-1) : $W_e = \frac{2W_B}{3}$.

On admettra donc que, pour ce qui concerne le coefficient thermique, une jonction PIN de ce type représente une jonction diffusée ayant une tension de claquage de faible valeur.

L'influence de la tension de diffusion $V_D$ et de son coefficient thermique ne sera sensible que pour les valeurs faibles des tensions de claquage ; de plus, les valeurs de $V_D$ et de $\frac{\partial V_D}{\partial T}$ varient lentement avec le dopage de la jonction. Dans le but de ne pas compliquer inutilement l'expression donnant le résultat global, les valeurs choisies pour $V_D$ et $\frac{\partial V_D}{\partial T}$ seront donc celles relatives à de faibles tensions de claquage :

$$V_D \# 1 \text{ Volt} \qquad \frac{\partial V_D}{\partial T} \# 1{,}5\ 10^{-3}\ \text{V/°C}.$$

A partir de l'expression (II-32 bis) relative aux jonctions abruptes de tension de claquage élevées, on écrira donc :

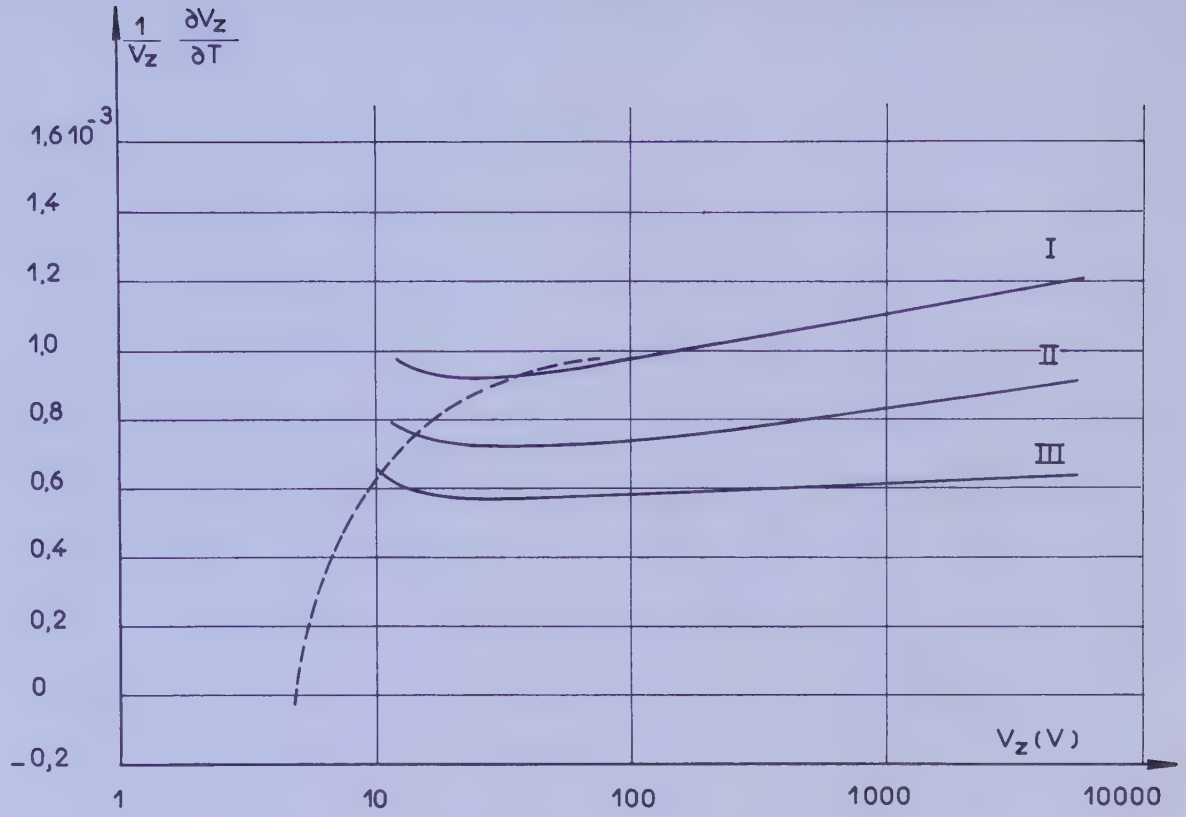



Figure IV-2 - ——— d'après R. H. MURPHY (Electronic Engineering. Janvier 1964, page 40)

I Valeur théorique pour une jonction abrupte

II Valeur théorique pour une jonction PIN avec $W_e = \frac{2\,W_B}{3}$

III Valeur théorique pour une jonction PIN avec $W_e = \frac{W_B}{3}$

Pour une jonction abrupte : (cf figure IV-2 - courbe 1).

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = \frac{V_Z+1}{V_Z}\ 1{,}53\ 10^{-3}\left[\frac{2(V_Z+1)^{1/6}-1}{2(V_Z+1)^{1/6}+1}\right] + \frac{1{,}5\ 10^{-3}}{V_Z}\ /°C \quad . \quad (IV\text{-}1)$$

Pour une jonction PIN telle que $W_e = \frac{2W_B}{3}$ (cf fig. IV-2 - Courbe II)

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = \frac{V_Z+1}{V_Z}\ 1{,}15\ 10^{-3}\left\{\frac{2\left[\frac{9}{8}(V_Z+1)\right]^{1/6}-1}{2\left[\frac{9}{8}(V_Z+1)\right]^{1/6}+1}\right\} + \frac{1{,}5\ 10^{-3}}{V_Z}\ /°C\ .(IV\text{-}1bis)$$

Pour une jonction PIN telle que $W_e = \frac{W_B}{3}$ (cf fig. IV-2 - courbe III)

$$\frac{1}{V_Z}\frac{\partial V_Z}{\partial T} = \frac{V_Z+1}{V_Z}\ 0{,}845\ 10^{-3}\left\{\frac{2\left[\frac{9}{5}(V_Z+1)\right]^{1/6}-1}{2\left[\frac{9}{5}(V_Z+1)\right]^{1/6}+1}\right\} + \frac{1{,}5\ 10^{-3}}{V_Z}\ /°C\ .(IV\text{-}1ter)$$

On a donné en référence sur la figure (IV-2) les résultats obtenus par R.H. MURPHY sur des diodes réalisées par alliage-diffusion.
On peut noter, sur cette figure que les diodes de ce type dont les tensions de claquate sont supérieures à 30 Volts se comportent comme des jonctions abruptes (courbe I). Pour des tensions de claquage comprises entre 15 V et 30 V, le coefficient thermique de ces diodes se comporte comme celui d'une jonction dont la structure est intermédiaire entre celle de la jonction abrupte et celle de la jonction linéairement graduée.

Conformément aux résultats de SINGH TYAGI [22] l'effet Zener apparaît pour des tensions de claquage inférieures à 15 V et diminue pour les valeurs de $V_Z$ , la valeur du coefficient thermique.

## IV-2 - Régulateurs de tension-bruit de microplasmas

Nous avons décrit le phénomène de microplasma comme étant lié à un comportement local d'une jonction PN.

La présence de microplamas entraîne l'apparition d'un bruit très important ; celui-ci est, de plus, caractéristique d'une jonction donnée.
De fait, on mesure [21] sur les régulateurs de tension, un bruit basse fréquence d'intensité très élevée et affecté d'une grande dispersion quand on passe d'une diode à l'autre.

L'utilisateur d'une diode régulatrice est donc tenu de faire un tri chaque fois que son appareillage lui impose d'avoir un certain niveau de bruit pour le régulateur de tension.

Le mécanisme allumage-extinction d'un microplasma ne peut exister que lorsque les grandeurs $P_{on}$ et $P_{off}$ sont comparables ; si donc on sait provoquer la diminution de $P_{off}$ le mécanisme du microplasma disparaît puisque la région où prenait place le mécanisme est constamment traversée par un courant.

Une structure semblable à celle du transistor remplit les conditions, en effet : (cf figure IV-3)

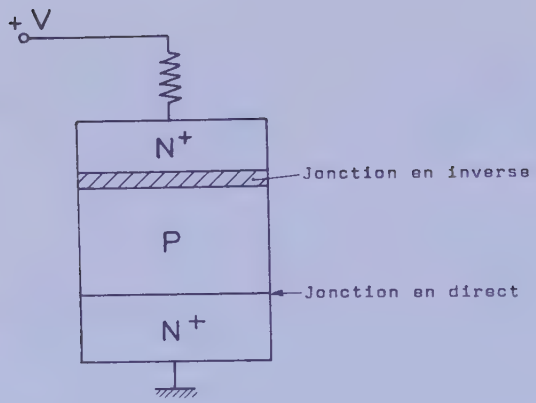



Figure IV-3

- Quand la jonction en inverse claque, la jonction en direct lui injecte des porteurs minoritaires qui entretiennent la conduction des sites de microplasmas ( $P_{off}$ ).

Ceci est d'autant plus vrai que les constantes de temps liées aux fluctuations de courant dans l'état $P_{on}$ sont beaucoup plus faibles que celles liées à la diffusion des minoritaires dans la région P.

Pour éviter une résistance négative du type transistor on peut donner à la structure un gain situé entre 1/10 et 1/100. Nous pensons, de plus, qu'un gain aussi petit supprimerait les fluctuations de microplasmas puisque en injectant un photocourant de minoritaires sur un site de microplasmas on sait mesurer des coefficients de multiplication supérieurs à 100.

Une telle structure a également le mérite de supprimer les régions à résistance négative de la caractéristique $I(V)$ liées aux sites de microplasmas.

Ces prévisions sont confirmées par des résultats obtenus au L.A.A.S. [21] concernant les jonctions émetteur-base de transistors planars utilisées en régulatrices de tension.

Le transistor étudié est le 2N1613, la figure IV-4 représente la caractéristique inverse et le bruit TBF de la diode $N^+P$ (jonction émetteur-base en inverse, collecteur en l'air) ; la figure IV-5 représente la caractéristique inverse et le bruit TBF de la structure $N^+PN$ (jonction émetteur-base en inverse, base en l'air).

On remarque que la structure $N^+PN$ ne présente pas de résistance négative et que son bruit TBF vaut la moitié du bruit de la structure $N^+P$. La résistance différentielle de la structure $N^+PN$ est égale à la somme des résistances différentielles de la diode $N^+P$ en inverse et de la jonction PN en direct.

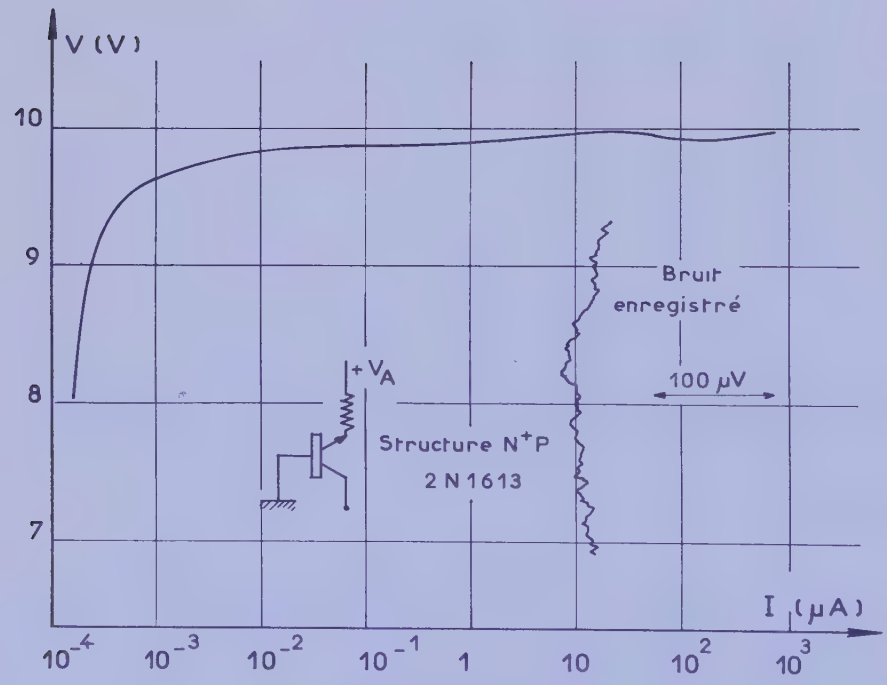
Disons, de plus, que, si les résultats sont conformes aux prévisions la structure $N^+PN$ des transistors planars ne correspond pas exactement à la structure la mieux adaptée ; en effet, la jonction émetteur-base de ces transistors claque sur la périphérie au voisinage de la surface et le gain de la structure $N^+PN$ compte tenu d'une collection en surface des minoritaires est certainement inférieur aux valeurs désirables.

## IV-3 - Photomultiplicateurs à effet d'avalanche

L'utilisation de l'effet d'avalanche comme effet photomultiplicateur a été suggérée, la première fois, par K. M. JOHNSON [30].

La structure à anneau de garde permettant d'éviter l'écueil des microplasmas, on peut espérer atteindre des gains de 100 et plus par rapport au gain unité d'une photodiode normale.

On sait, de plus, que les temps de réponse seront très brefs.


V (V)
10
9
8
7
+ $V_A$
Structure $N^+P$
2 N 1613
Bruit
enregistré
100 µV
I (µA)
$10^{-4}$
$10^{-3}$
$10^{-2}$
$10^{-1}$
1
10
$10^2$
$10^3$

— Figure. IV .4 —

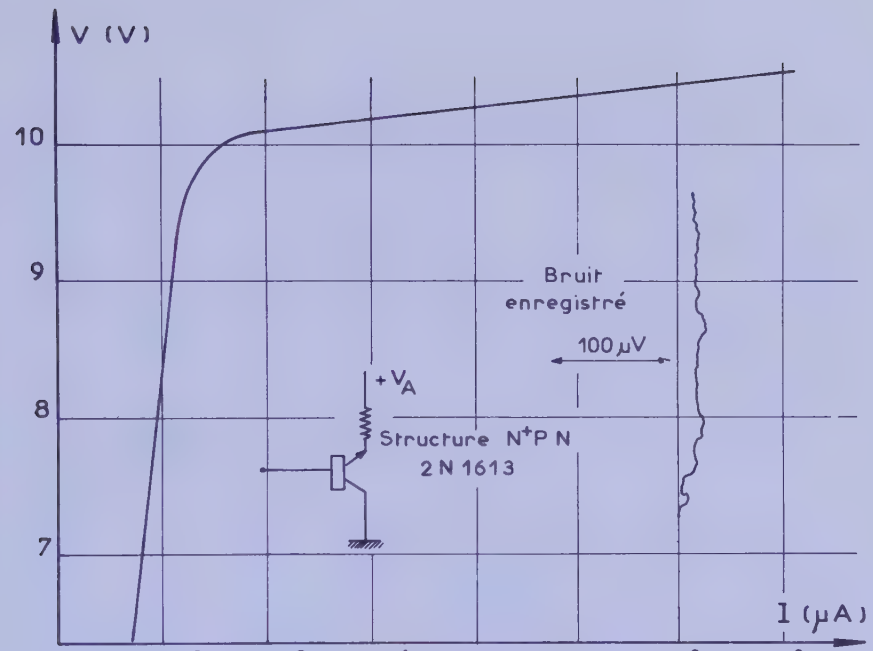

V (V)
10
9
8
7
Bruit
enregistré
100 µV
+ $V_A$
Structure N⁺P N
2 N 1613
I (µA)
$10^{-4}$
$10^{-3}$
$10^{-2}$
$10^{-1}$
1
$10^{2}$
$10^{3}$

Figure.IV.5

Cependant , l'évolution du coefficient de multiplication au voisinage du claquage était trés mal connu quantitativement. On savait seulement que M variait trés vite au voisinage du claquage , que $M_e$ ou $M'_e$ variaient moins vite que $M_t$ ou $M'_t$ et que , par conséquent , il était plus intéressant d'opérer à électrons incidents qu'à trous incidents.

En fait , le problème est de bien définir les exposants de MILLER pour des fortes multiplications. Nous avons vu que , pour les jonctions abruptes : [31]

$$n_e \# 1 \qquad n'_e \# 3/2$$

$$n_t \# 3/2 \left(V_B\right)^{1/3} \qquad n'_t \# \frac{3,6}{2}\left(V_B\right)^{1/3} .$$

De ces résultats sur les jonctions abruptes , on peut déduire les valeurs de n pour des structures PIN et de READ.

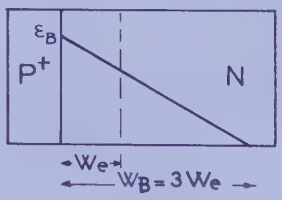



Fig IV-6

- On admettra qu'une structure PIN est peu différente d'une jonction abrupte où il ne reste que le tiers de la charge d'espace dans la région à champ élevé (cf. Fig . IV-6 );

soit $V_{Be} \# \frac{1}{2} V_B$ abrupte

$$\frac{1}{2}\frac{\partial V_{Be}}{V_{Be}} = \frac{\partial \varepsilon_B}{\varepsilon_B} \# \frac{\partial V_{Be}}{V_{Be}} .$$

x Cette variation de $n_t$ avec $V_B$ explique les résultats acquis récemment par [31].

on en déduit :

(IV-2) $n_{e_{PIN}} \# 2$ ; $n'_{e_{PIN}} \# 3$

(IV-3) $n_{t_{PIN}} \# 3\,(2V_{Be})^{1/3}$ ; $n'_{t_{PIN}} \# 3{,}6(2V_{Be})^{1/3}$.

- On a représenté sur la figure (IV-7 ) une structure de READ et sa jonction abrupte équivalente.

Fig IV-7

Nous avons vu comment étudier simplement la structure de READ dans le cas où $W_e > \frac{W_B}{3}$ , ce qui est pratiquement le cas général.

Dès que $N, W_e,$ et $\ell$ sont connus , on sait calculer:

$\varepsilon_B$ : le champ maximum

$V_{Ba}$ :la tension de claquage de la jonction abrupte équivalente

$V_{BR}$ : la tension de claquage de la jonction de READ.

On écrit , pour la jonction de READ:

$$\frac{\partial V_{BR}}{V_{BR}} = \frac{\partial \varepsilon_B}{\varepsilon_B} \quad \frac{(\ell + W_e)\varepsilon_B}{V_{BR}}$$

On en déduit :

$$n_{e_{Read}} \# \frac{2V_{BR}}{(\ell + W_e)\varepsilon_B} \quad ; \quad n'_{e_{Read}} \# \frac{3\,V_{BR}}{(\ell + W_e)\,\varepsilon_B}$$

$$n_{t_{Read}} \# \frac{3\,V_{BR}}{(\ell + W_e)\varepsilon_B}\,(V_{Ba})^{1/3} \; ; \; n'_{t_{Read}} \# \frac{3{,}7\,V_{BR}}{(\ell + W_e)\varepsilon_B}(V_{Ba})^{1/3}.$$

L'ensemble de ces résultats nous montre que , pour un $\Delta V$ donné au voisinage d'une même tension de claquage , on a :

- $\Delta M_e$ ou $\Delta M'_e < \Delta M_t$ ou $\Delta M'_t$
- à tensions de claquage égales $\begin{cases} \Delta M_{e_{abrupt}} = \frac{1}{2} \Delta M_{e_{PIN}} \\ \Delta M'_{e_{abrupt}} = \frac{1}{2} \Delta M'_{e_{PIN}} \end{cases}$
- $\Delta M_{e\,READ}$ ou $\Delta M'_{eREAD}$ peut être rendu , en principe, aussi petit que l'on veut.

La diode de READ apparaît donc intéressante quant à la sensibilité du coefficient de multiplication à toute variation de la tension appliquée [32].

Si nous comparons une jonction abrupte à une jonction PIN ayant la même tension de claquage, il est possible de noter par exemple que :

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta V_{abrupt}} \# \frac{1}{2} \frac{\Delta M_e}{\Delta V_{PIN}}$$

$$\frac{\partial V_B}{\partial T_{abrupt}} \# 2 \frac{\partial V_B}{\partial T_{PIN}}$$

soit

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta T_{abrupt}} \# \frac{\Delta M_e}{\Delta T_{PIN}}$$

Sauf dans le cas des faibles tensions de claquage, le coefficient thermique $\frac{1}{\varepsilon_B} \frac{\partial \varepsilon_B}{\partial T}$ varie peu avec la valeur du champ maximum $\varepsilon_B$.

Le coefficient thermique $\frac{1}{V_B} \frac{\partial V_B}{\partial T}$ dépend donc essentiellement de la relation qui existe entre $\frac{\partial V_B}{V_B}$ et $\frac{\partial \varepsilon_B}{\varepsilon_B}$.

Dans ces conditions, on montre que l'on peut écrire également pour une diode READ :

$$\frac{\Delta M_e}{\Delta T_{abrupt}} \# \frac{\Delta M_e}{\Delta T_{PIN}} \# \frac{\Delta M_e}{\Delta T_{READ}}.$$

Le rapport $\frac{\Delta M_e}{\Delta T}$ dépend peu de la structure de la charge d'espace et ne

varie qu'avec la valeur de $M_e$.

On exprime autrement le résultat en écrivant qu'au voisinage de la tensi de claquage, le produit : $n_e$ x (coefficient thermique de $V_B$ ) est sensiblement constant.

Calculons la variation de $M_e$ avec la température dans le cas simple de la jonction abrupte :

$$\frac{1}{M_e} \# \frac{V_B - V}{V_B} \qquad \text{soit} \quad \frac{dM_e}{M_e} \# - \frac{dV_B}{V_B - V} .$$

$$\frac{1}{M_e} \frac{\partial M_e}{\partial T} \# - \frac{1}{V_B} \frac{\partial V_B}{\partial T} M_e$$

On sait que, pour la jonction abrupte $\frac{1}{V_B} \frac{\partial V_B}{\partial T} \# 10^{-3}/°C$

soit $\frac{1}{M_e} \frac{\partial M_e}{\partial T} \# 10^{-3} M_e$ . (IV-6)

On déduirait de façon analogue : $\frac{1}{M'_e} \frac{\partial M'_e}{\partial T} \# 1,5\ 10^{-3} M'_e$ .

Il semble donc très difficile, dans la pratique, de rendre utilisable des valeurs de $M_e$ ou de $M'_e$ de l'ordre de 100 car :

- d'une part $(V_B - V)$ est de l'ordre des fluctuations de la tension de claquage dues à la distribution statistique du dopant.

- d'autre part, le coefficient thermique de $M_e$ ou $M'_e$ est si grand que même si la température environnant la jonction est bien régulée, la valeur du courant photomultiplié devra être rendue très petite de façon à éviter le moindre échauffement interne.

Par contre, pour ces mêmes raisons, des valeurs de $M_e$ ou $M'_e$ de l'ordre de 10 (gain de 20 dB), semblent mieux convenir.

# CHAPITRE V

# EFFET D'AVALANCHE DANS LES STRUCTURES TRANSISTORS

## V-1 - ETATS LVCEO et BVCBO

L'effet transistor utilise la conduction par porteurs minoritaires issus d'une jonction émettrice (jonction émetteur-base en direct) et captés par une jonction collectrice (jonction collecteur-base en inverse).

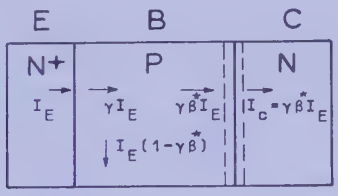



Figure V-1

Comme l'illustre la figure V-1 pour les transistors $N^+PN$ du courant total émis $I_E$, seule la composante $\gamma\beta^* I_E$ constituée d'électrons est collectée.

- $\gamma$ efficacité d'émission, est la fraction en électrons du courant émis $I_E$
- $\beta^*$ est la fraction du courant d'électrons non recombinée après la traversée de la base.

L'équilibre électrique sera donc assuré si on injecte dans la base un courant de trous égal à : $I_E(1-\gamma\beta^*) = I_B$.

Ce courant de majoritaires $I_B$ normalement fourni par le circuit extérieur de base, peut être alimenté par le mécanisme de multiplication.
En effet, la jonction collecteur-base, polarisée en inverse, reçoit un courant $\gamma\beta^* I_E$ d'électrons. Si cette jonction est le siège de multiplication, on aura :

- le courant collecteur* : $I_c = M_e \gamma\beta^* I_E$ composé d'électrons
- un courant $(M_e-1)\ \gamma\beta^* I_E$ composé de trous réinjectés dans la base.

En l'absence de courant extérieur de base, l'équilibre sera assuré si :

$$I_E\ (1-\gamma\beta^*) = (M_e-1)\ \gamma\beta^* I_E$$

soit

$$M_e\ \gamma\beta^* = 1. \qquad (V-1)$$

La tension collecteur-base pour laquelle $M_e = \frac{1}{\gamma\beta^*}$ est communément appelée $LV_{CEO}$.

Le produit $\gamma\beta^*$ est, bien sur, inférieur à l'unité mais aussi très voisin de celle-ci. Dans la pratique on a :

$$0,9 < \gamma\beta^* < 1.$$

Soit, dans l'état $LV_{CEO}$

$$1 < M_e < 1,1.$$

La tension de claquage de la jonction collecteur-base est communément appelée $BV_{CBO}$ ; cette tension, définie pour $M_e \to \infty$ sera supérieure à la tension $LV_{CEO}$.

Considérons, maintenant, une tension + V supérieure à $BV_{CBO}$ est appliquée à une structure transistor $N^+PN$ de telle façon que la jonction NP soit en inverse et proposons nous de déterminer la valeur maximale que prendra la tension + $V_C$ Comme le montre la figure V-2, examinons le cas où une résistance extérieure a été disposée entre émetteur et base.

Supposons cette résistance $R_b$ choisie de sorte que l'on ait :

$$R_B\ I_{c0} < \frac{kT}{q}.$$

$I_{c0}$ courant total inverse de la jonction collecteur-base. On admettra que le courant inverse $I_{E0}$ de la jonction émetteur-base est très inférieur à $I_{c0}$.

* Comme on est dans le cas des faibles multiplications, il est indifférent d'écrire $M_e$ ou $M'_e$.

Jusqu'à des valeurs de la tension en direct atteignant plusieurs fois $kT$, l'injection utile de la jonction émetteur-base reste négligeable. La valeur maximale de la tension $+V_C$ sera donc voisine de $BV_{CBO}$ puisque l'on a $\gamma\beta^* \simeq 1$.
Il est clair qu'en l'absence de résistance extérieure $R_b$, la résistance équivalente de fuite de la jonction émetteur-base peut jouer un rôle semblable.

Par contre, si la jonction émetteur-base peut être considérée comme parfaite (courant de fuite très faible) si aucune résistance n'est disposée entre émetteur et base et si la jonction collecteur-base est imparfaite (courant de fuite important), la valeur maximale $+V_C$ sera $LV_{CEO}$.
En fait, la valeur maximale de $+V_C$ est toujours supérieure à $LV_{CEO}$ dans la mesure où le produit $\gamma\beta$ devient petit aux faibles courants d'émetteur.

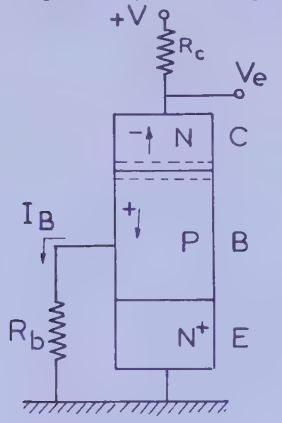



Figure V-2

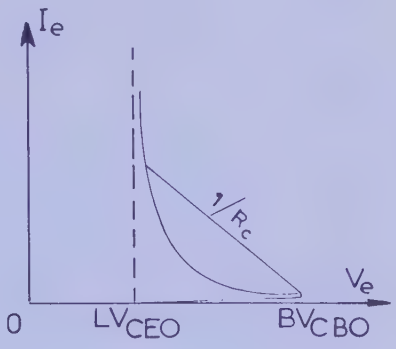



Figure V-3

Une résistance extérieure disposée entre émetteur et base assure donc l'apparition d'une résistance négative limitée par deux états stables l'un $BV_{CBO}$ et l'autre voisin de $LV_{CEO}$ ( cf figure V-3).
La condition d'amorçage pour le passage de $BV_{CBO}$ à $LV_{CEO}$ peut s'énoncer de la façon suivante : l'état bloqué est instable lorsque la résistance différentielle vue

entre le contact d'émetteur et celui de base devient négative.
Tous calculs faits, cette condition devient : [33].

$$r_e < (\gamma\beta^{*}M-1)\,(R_b + r_{bb'})$$

$r_e$ : résistance différentielle vue entre émetteur et base

$r_{bb'}$ : résistance du matériau de base vue entre le contact de base et la zone instable.

Le courant de l'état conducteur est contrôlé par la résistance $R_C$
La tension de maintient dans l'état conducteur est, en fait, légèrement supérieure à $LV_{CEO}$ ; en effet, on a vu comment, base en l'air, la tension $LV_{CEO}$ était définie par l'égalité (V-1).
Or la résistance $R_b$ draine un courant de majoritaires égal à : $\frac{V_{EB}}{R_b}$ .

Le produit $\gamma\beta^{*}$ devra donc être remplacé par un terme équivalent qui vaudra :

$$\gamma\beta^{*} - \frac{V_{EB}}{R_b}\,\frac{1}{I_E}$$

et la relation (V-1) devient : $M_e\left(\gamma\beta^{*} - \frac{V_{EB}}{R_b}\,\frac{1}{I_E}\right) = 1$ . (V-3)

Le coefficient $M_e$ doit prendre une valeur supérieure à $\frac{1}{\gamma\beta}$ ce qui impose à la tension de maintient d'être supérieure à $LV_{CEO}$.
Cette tension de maintient se rapproche de $LV_{CEO}$ quand $I_E$ (et $I_C$ ) augmente puisque $V_{EB}$ croît comme Log $I_E$ (cf figure V-3)

V-2 - Détermination de la valeur des tensions $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$.

Dans l'état $L_{VCEO}$, la valeur de $M_e$ (ou $M_t$) doit satisfaire à l'équation (V-1). En utilisant la loi de Miller on sait relier la valeur $L_{VCEO}$ à la tension de claquage de la jonction collecteur-base et au produit $\gamma\beta^{*}$.

Nous avons écrit des expressions (II-28 et II-29) permettant de calculer $M_e$ et $M_t$ de façon plus exacte.

Dans les paragraphes qui suivent nous verrons comment on peut déterminer le produit $\gamma\beta^*$ et la tension de claquage.

V-2-1 - Détermination de $BV_{CBO}$

Ce problème semble banal dans la mesure où $BV_{CBO}$ a été défini comme étant la tension de claquage de la jonction collecteur-base.
En fait, nous avons vu comment le lieu de claquage d'une jonction PN était lié à toute circonstance provoquant l'augmentation locale du champ électrique.
Si nous admettons que dans une jonction correctement réalisée les fluctuations en densité du dopant et les sites de microplasmas entraînent de faibles fluctuations locales pour la tension de claquage, il reste encore les effets de bord qui peuvent avoir un effet déterminant sur la valeur de la tension de claquage.
Ainsi, les bords courbes d'une jonctions planar, le profil d'une jonction mesa, les perturbations dues aux états de surface peuvent provoquer un claquage prématuré sur la périphérie.

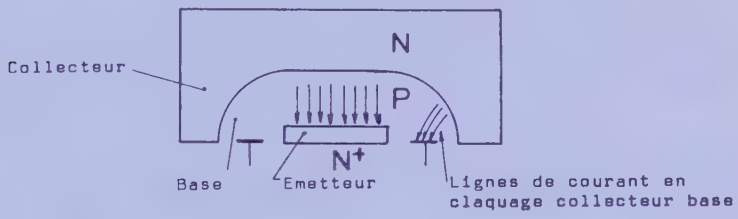



Figure V-4

Dans l'état $LV_{CEO}$, la portion de la jonction collecteur-base concernée est située sous l'émetteur.

Dans le cas où la valeur $BV_{CBO}$ mesurée n'est pas utilisable on peut en principe, la déduire à partir de $LV_{CEO}$, $\gamma\beta^*$ et n connus . Une telle déduction serait entachée d'une grande imprécision.

Une meilleure approche du $BV_{CBO}$ central lorsqu'un claquage prématuré survient sur la périphérie consiste à déduire M de l'équation (V-2) en s'aidant du schéma équivalent de la figure V-6 où :

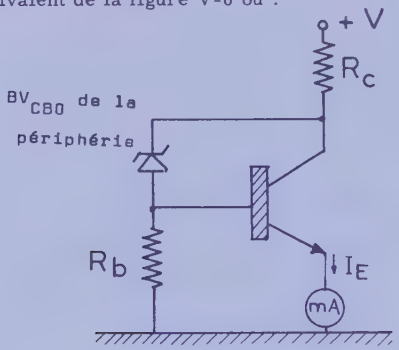



Figure V-6

- le transistor représenté est supposé idéal, c'est-à-dire claquant dans la partie centrale.
- la diode régulatrice figure la tension de claquage $BV_{CBO}$ de la périphérie.
- on choisit $R_b >> r_{bb'}$ et $R_c >> R_b$.

Il vient pour un transistor $N^+PN$ au Silicium :

$$M'_e \# \left(\frac{25\ 10^{-3}}{I_E\ R_b} + 1\right) \frac{1}{\gamma\beta^*}$$

$I_E$ est la valeur du courant d'émetteur lorsque se déclenchent les oscillations lors du claquage de la jonction périphérique.

On a pour $\gamma\beta^*$ la relation $\gamma\beta^* = \frac{h_{FE}}{1+h_{FE}}$ .

$h_{FE}$ étant mesuré en régime normal pour le courant $I_E$ d'émetteur

Si le transistor est, par exemple du type $N^+PN$ double diffusion, non PIN (la jonction collecteur base est pratiquement abrupte), il vient :

$$BV_{CBO_{Central}} = \frac{BV_{CBO\ périphérie}}{\left(1 - \frac{1}{3M'_e}\right)^2} .$$

V-2-2 - Détermination de $\gamma\beta^*$ dans l'état conducteur $LV_{CEO}$

Quand un transistor conduit dans l'état $LV_{CEO}$, les porteurs majoritaires arrivant dans la base sont issus du collecteur et on assiste au mécanisme bien connu de pincement (Pinch-in dans la littérature Anglo-Saxone).
Lors du pincement, la densité de courant est plus élevée au centre de la jonction émetteur-base que sur la périphérie de celle-ci. La partie centrale de cette jonction a donc un poids prépondérant pour la définition du produit $\gamma\beta^*$.

Par contre la mesure du produit $\gamma\beta^*$ en régime de fonctionnement normal est affectée par un mécanisme inverse de défocalisation (crowding) tendant à réduire la densité de courant au centre de la jonction émetteur-base au bénéfice de la périphérie. Le gain de cette région périphérique est inférieur au gain de la partie centrale.

G. REY [34] a étudié ce mécanisme de défocalisation et a montré que, contrairement aux hypothèses précédentes [35] le gain de la partie centrale et le gain maximum du transistor mesurés en régime normal étaient du même ordre de grandeur.

V-2-3 - Expression mathématique reliant $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$

Nous savons maintenant quelles valeurs $BV_{CBO}$ et $\gamma\beta$ utiliser, les expressions (II-28) et (II-29) nous permettant de relier $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$ dans le cas des jonctions abruptes.

Pour un transistor $N^+PN$, double diffusion, non PIN, on écrira :

$$\gamma\beta^* = \frac{1}{M'_e} = 1 - \left(\frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO\ central}}\right)^{\left[\frac{(BV_{CBO\ central})^{2/3}}{(LV_{CEO\ central})^{1/2}} + \frac{1}{2}\right]} \qquad (V-4)$$

avec $M'_e = M_e < 1,1$, c'est-à-dire un gain du transistor supérieur à 10.
Pour un transistor $P^+NP$ double diffusion, non PIN, on écrira :

$$\gamma\beta^* = \frac{1}{M_t} = 1 - \left(\frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO\ central}}\right)^{\left[\frac{1,9(BV_{CBO\ central})^{2/3}}{(LV_{CEO})^{1/2}} + \frac{1}{2}\right]} \qquad (V-5)$$

avec $M'_t = M_t < 1,002$ c'est-à-dire un gain du transistor supérieur à 500.

Les exposants en crochets de (V-4) et (V-5) sont analogues aux exposants de Miller.

On a vu, par ailleurs, comment modifier ces exposants pour les structures PIN (champ électrique sensiblement constant) et les structures hyperabruptes du genre diode de Read.

Remarque

L'expression (V-5) est peu utilisable dans la mesure où très peu de transistors ont un gain supérieur à 500.

Toutefois, on peut remarquer que $M_t - 1$ varie très vite avec le rapport $\frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO}}$ et que pour la valeur $M_t = 1,002$, la valeur du rapport $\frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO}}$ est voisine de $\frac{1}{2}$.

Pour différentes valeurs de la tension $BV_{CBO}$ ($10 < BV_{CBO} < 300$) et pour la valeur $\frac{1}{2}$ du rapport $\frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO}}$, l'exposant entre crochets de l'expression (V-5) prend une valeur qui reste toujours très voisine de celle de l'exposant de Miller ( $n_t$ ou $n'_t$) calculé dans le cas des fortes multiplications.
En première approximation on peut donc admettre que l'exposant de Miller garde la valeur calculée dans le cas des fortes multiplications pour $1,002 < M_t$ ou $M'_t < \infty$
Les valeurs de $M_t$ ou $M'_t$ inférieures à 1,002 seront calculées à l'aide de l'expression (V-5).

### V-2-4 - Application à la détermination du gain interne

La connaissance de l'exposant nous permet de confirmer les résultats obtenus par G. REY sur la valeur du produit $\gamma\beta^*$ interne.
Sur un transistor conduisant dans l'état $LV_{CEO}$, on impose à courant collecteur constant, un courant inverse de base $di_b$, qui par souci de simplification, est choisi aussi petit que nécessaire pour être négligeable devant le courant interne de majoritaires. Plus précisément, l'approximation faite sur $di_b$ sera correcte si lors de la mesure

$$\frac{1}{1-\gamma\beta^*} \frac{di_b}{i_e} << 1 .$$

Il vient :

$$\left| d(\gamma\beta^*) \right| = \frac{di_b}{i_c} = d \left\{ \left( \frac{LV_{CEO}}{BV_{CBO\ central}} \right)^{[-----]} \right\}$$

On montrerait aisément que l'erreur commise est très faible, si on différencie à exposant constant, on a donc :

$$\frac{di_b}{i_c} \# (1-\gamma\beta^*) \frac{d(LV_{CEO})}{LV_{CEO}} \left[ \quad \right]$$

La valeur de la quantité entre crochets est définie par le type de transistor et la structure de sa charge d'espace.

Donnons l'exemple du transistor $N^+PN$, double diffusion de type 2N1613

$BV_{CBO\ central}$ 140 Volts

$LV_{CEO}$ = 50 Volts

$$\frac{1}{1-\gamma\beta^*} \frac{di_b}{i_c} = \frac{4,5}{50} .$$

La mesure effectuée sur une série de transistors nous a donné pour le gain de la partie centrale de la jonction émetteur-base, 100 en valeur moyenne.

## V-3 - RESISTANCE DIFFERENTIELLE DANS L'ETAT $LV_{CEO}$

Puisque dans l'état $LV_{CEO}$, la valeur de $M$ est très voisine de 1, l'effet de compensation des charges mobiles dans la zone effective de multiplication ne doit plus être pris en compte.

On obtient :

$$\left(\frac{dV}{dI}\right)_{\substack{charge \\ d'espace}} = \frac{1}{2\,KK_0\,V_d} \frac{W^2}{A} = \frac{1}{2\,KK_0\,V_d} \frac{W_0^2}{A} \left( \frac{1}{1-\dfrac{I}{qN_d\,AV_d}} \right)$$

$W$ : largeur de la charge d'espace

$A$ : surface de la jonction

$W_0$ : largeur de la charge d'espace à courant inverse nul.

Si on prend $V_d = 10^7\ cm.s^{-1}$ , le terme $\frac{1}{2KK_0\,V_d}$ vaut $5.10^4\ \Omega$ .

La figure V-7 représente la caractéristique I(V) d'un transistor 2N1613. La résistance différentielle mesurée sur le transistor est la somme de la résistance différentielle de charge d'espace et de la résistance du matériau de collecteur.

$$\frac{dV}{dI}_{\text{total}} = \frac{dV}{dI}_{\text{charge d'espace}} + r_{c\ \text{matériau du collecteur}}$$

Pour le 2N1613, $A = 10^5\ \mu^2$

On déduit de la courbe de la figure V-7 : $5.10^4 \frac{W_0^2}{A} = 10\ \Omega$

$r_c = 12\ \Omega$

$N_d = 3.10^{15}\ cm^{-3}$.

Pour le 2N2484, $A \neq 10^4\ \mu^2$.

Sur la courbe de la figure V-8 on peut déduire : $5.10^4 \frac{W_0^2}{A} = 400\ \Omega$

$r_c \# 150\ \Omega$

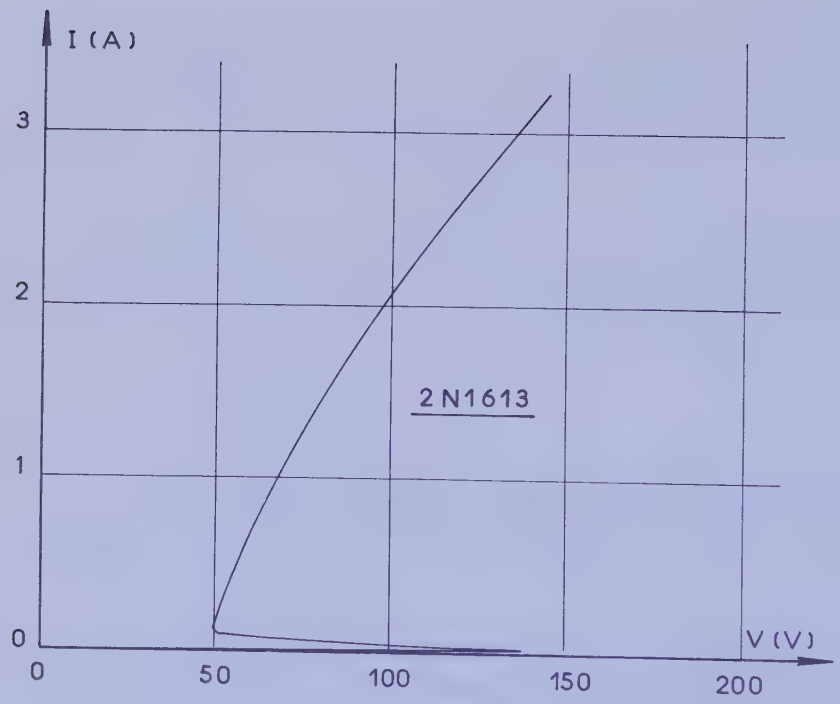
$N_d \# 10^{15}\ cm^{-3}$ .

Dans le cas de ce transistor, la résistance du matériau de collecteur et très inférieure à la résistance de charge d'espace. La valeur $r_c$ est, par conséquent, déterminée avec peu de précision.

On peut remarquer, de plus, que le cas où

$$\frac{dV}{dI}_{\text{charge d'espace}} >> r_c$$

est le cas considéré dans l'approximation de W. SHOCKLEY[2] ; ceci signifie que, pour le transistor 2N2484 le diamètre de la jonction émetteur-base est très inférieur à la distance séparant la jonction collecteur-base du contact métallique de collecteur.




—Figure.V. 7 —

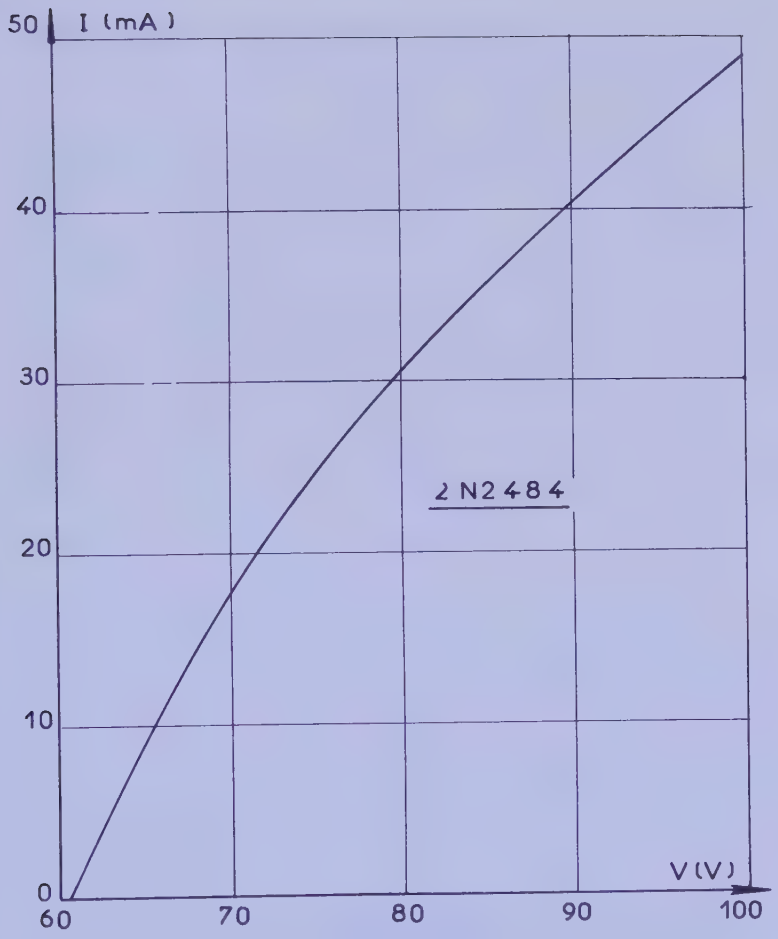



Figure V.8

## V-4 - INFLUENCE DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE DE COLLECTEUR SUR LE TEMPS DE COMMUTATION

Le temps de commutation dont il est question dans ce paragraphe est celui qui est nécessaire au transistor pour passer de l'état $BV_{CBO}$ à l'état $LV_{CEO}$ (ou $LV_{CER_b}$).

W. SHOCKLEY et J. GIBBONS [36] ont, les premiers, développé une étude théorique de ce temps dans le cas des transistors alliés et ont montré notamment comment des valeurs élevées du coefficient de multiplication M permettaient d'obtenir des temps de commutation beaucoup plus brefs que ceux obtenus pour le même transistor en régime de fonctionnement normal.

Une étude analogue effectuée sur des transistors diffusés permet de prévoir des temps de commutation dont l'ordre de grandeur est comparable au temps de transit des porteurs minoritaires dans la région de base.

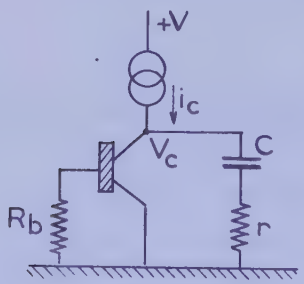



Figure V-9

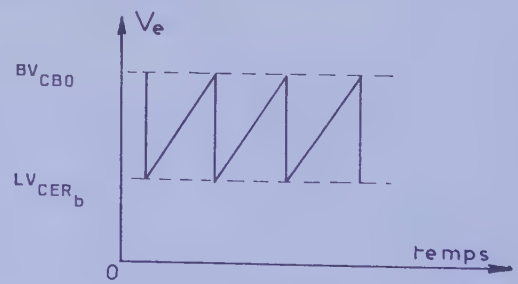



Figure V-10

On représente sur la figure V-9 un schéma type à partir duquel on peut obtenir sur le collecteur du transistor des oscillations de relaxation (figure V-10).
Une condition suffisante pour que le transistor de la figure V-9 ne conduise pas en permanence dans l'état $LV_{CEO}$ sera obtenue par le choix de $R_b$ et de $i_c$ tels que :

$R_b i_c < V_{EB}$ Tension de seuil de la jonction Emetteur-base

Toutefois, cette condition n'est pas nécessaire [36].

Ce que nous avons obtenu précédemment nous permet d'ores et déjà d'énoncer les résultats suivants :

- sous l'influence de la résistance différentielle dans l'état $LV_{CEO}$, la tension ($BV_{CBO}$ - $LV_{CER_b}$) est une fonction décroissante du courant commuté.

- dans le but d'obtenir des temps de commutation très brefs, il est intéressant de choisir des transistors dont la jonction collecteur-base claque dans la partie centrale (M maximum)

- dans le cas des transistors au silicium, pour une valeur connue de la tension $BV_{CBO}$ et de la structure du transistor, la tension ($BV_{CBO}$-$LV_{CER_b}$) est la plus grande pour les transistors de type $N^+PN$.

La résistance différentielle dans l'état $LV_{CEO}$ déterminée au paragraphe V-3 a été établie dans le cas où le courant de conduction est réparti de façon homogène sur la surface de la jonction Emetteur-base. Cette condition n'est plus vérifiée si un courant latéral de majoritaires provoque une focalisation du courant total [37].

Dans l'état $LV_{CEO}$ ce courant de majoritaires est négligeable ; dans l'état $LV_{CER_b}$, la valeur de la résistance $R_b$ doit être choisie assez élevée [37] pour que le courant de majoritaires en excès, égal à $\frac{V_{EB\ seuil}}{R_b}$ soit lui aussi négligeable.

Lors de la commutation : $BV_{CBO} \longrightarrow LV_{CER_b}$ (ou $LV_{CEO}$), l'état $BV_{CBO}$ (ou $LV_{CEO}$) est considéré comme étant l'état final : état II.

Dans l'état II, la jonction émetteur-base est polarisée en direct . La capacité de diffusion de cette jonction peut être divisée en deux fractions (cf. Fig. V-11) l'une de ces fractions correspondant à la partie frontale de la jonction : $C_{nf}$

l'autre correspondant à la partie latérale : $C_{D\ell}$

Si, de façon analogue, on divise en deux fractions $I_f$ et $I_\ell$ le courant total du transistor dans l'état II, on peut écrire l'inégalité suivante :

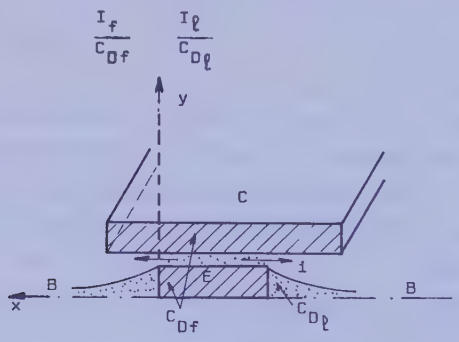



Figure V-11

En régime transitoire : Etat I → Etat II, il apparaît dans la base une composante latérale $i$ du courant total (figure V-11) ; cette composante $i$, composée de porteurs majoritaires, contribue à charger la capacité de diffusion $C_{D\ell}$ jusqu'à ce qu'elle atteigne l'état d'équilibre II.

Dans l'état II, la composante $i$ devient négligeable si l'une ou l'autre des conditions suivantes est remplie :

- le gain de la partie latérale est sensiblement égal au gain de la partie centrale

- le courant $I_\ell$ est très inférieur au courant $I_f$.

C'est la seconde des conditions énoncées ci-dessus qui est généralement remplie.

Pendant la durée du régime transitoire se succèdent donc deux mécanismes :

- d'abord un mécanisme de focalisation du courant total au centre de la jonction émetteur-base provoqué par le courant latéral

- ensuite un mécanisme de défocalisation se développant jusqu'à l'état final II et caractérisé par une répartition quasi-homogène du courant total sur la jonction émetteur-base.

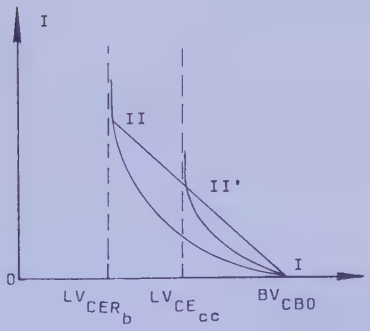



Figure V-12

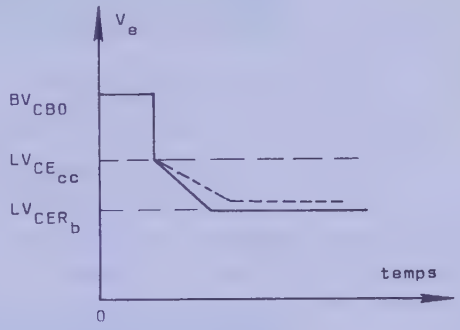



Figure V-13

L'état focalisé s'atteint en un temps très bref. Si la valeur de M dans l'état initial est très grande (claquage dans la partie centrale de la jonction collecteur-base) nous avons déjà dit que l'ordre de grandeur de ce temps était comparable au temps de transit des minoritaires dans la région de base.
La tension $LV_{CEcc}$ minimale atteinte par le collecteur dans l'état focalisé est celle que peut prendre le collecteur en régime d'injection d'émetteur compte-tenu :

- de la valeur du courant total fixé par le circuit extérieur.
- de la présence d'un court-circuit équivalent sur les bords de la jonction émetteur-base
- de la résistance différentielle totale de la jonction collecteur-base
- de l'évolution de l'efficacité d'injection d'émetteur aux fortes densités de courant.

Sur un transistor du type 2N1613, le degré de focalisation est principalement limité par la résistance différentielle de collecteur ; la tensions $LV_{CE_{cc}}$ correspondant à l'état focalisé est supérieure à la tension $LV_{CER_b}$ (ou $LV_{CE_{co}}$) dans la mesure où le courant $i$ de majoritaires réduit le gain équivalent du transistor.

La figure de commutation d'un tel transistor se divisera donc en deux tronçons : (fig. V-13 et fig. V-14)

- passage rapide de la tension $BV_{CBO}$ à la tension $LV_{CE_{cc}}$
- passage plus lent de la tension $LV_{CE_{cc}}$ à la tension $LV_{CER_b}$

Le mécanisme est analogue sur un transistor dont la résistivité de collecteur est plus faible ; toutefois, le degré de focalisation est beaucoup plus élevé ce qui provoque la destruction de ce transistor pour des énergies commutées relativement faibles (de l'ordre de $10^{-6}$ Joules) en des temps très brefs (de l'ordre de quelques $10^{-9}$s).

On peut utiliser ces transistors pour commutter des énergies plus importantes si on réduit le degré de focalisation en réalisant un contact d'émetteur pourvu d'une résistance répartie.

x Pendant la durée du régime transitoire, un effet de focalisation du même type est provoqué par la réaction sur le contact de base de la capacité de la fraction de jonction collecteur-base qui circonscrit la partie active.

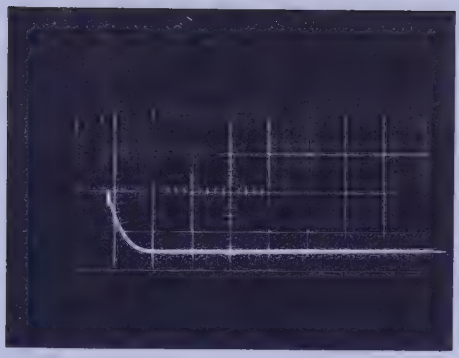


Figure V 14-a : Commutation $BV_{CBO} \longrightarrow LV_{CER_b}$ du transistor 2N697 avec une forte résistance $R_b$ disposée entre émetteur et base
Horizontal 1µs/unité
Vertical 20 V/unité

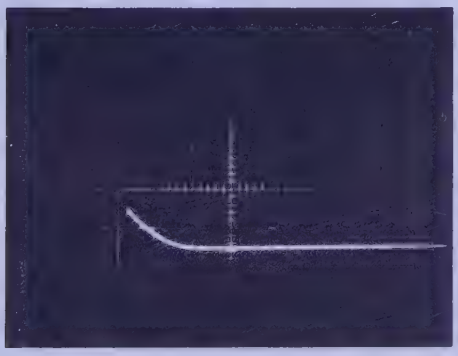


Figure V 14-b : Commutation du même transistor avec disposées entre émetteur et base d'une part une forte résistance $R_b$, d'autre part une capacité C = 2000 pF
Horizontal 1µs/unité
Vertical 20 V/unité

# CONCLUSION

Le travail qui nous était proposé consistait à étudier les effets de multiplication par avalanche dans les jonctions PN au silicium et avait pour but une détermination quantitative précise des caractéristiques du mécanisme de multiplication, de plus, l'esprit de ce travail était d'aboutir, en même temps qu'à une meilleure connaissance sur les phénomènes fondamentaux de multiplication à des résultats pratiques en s'appuyant, en cas de nécessité, sur des simplifications justifiées.

L'effet de multiplication par avalanche dans les semiconducteurs fait intervenir deux types de porteurs libres : les électrons et les trous. Sous l'action d'un champ électrique intense, chacun de ces porteurs provoque la création de paires avec une vitesse qui est une fonction à la fois du champ électrique et du type de porteur. Pour des champs électriques très intenses, lorsqu'apparaît l'effet Zener, les deux vitesses deviennent égales ; il est donc clair que si les croissances des vitesses d'ionisation avec le champ électrique sont monotones et si, pour des champs moins intenses, la vitesse d'ionisation la plus petite manifestera la croissance la plus rapide avec le champ électrique.

Un rappel des études théoriques et expérimentales concernant les vitesses d'ionisation $\alpha$ et $\beta$ des électrons et des trous dans le silicium nous a montré que les conditions énoncées ci-dessus étaient vérifiées avec :

$$-\alpha > \beta$$

$$-\frac{d\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)}{d(\varepsilon)} < 0$$

On en déduit comme conséquence importante pour les tensions de claquage $V_B$ des jonctions au silicium :

$$V_{B_{P^+N\text{-}Si}} < V_{B_{N^+P\text{-}Si}}$$

De façon analogue, on a pour le germanium :

$$V_{B_{P^+N\text{-}Ge}} > V_{B_{N^+P\text{-}Ge}}.$$

Une étude numérique effectuée pour les jonctions planes dissymétriques et abruptes au silicium nous a permis, dans ce cas d'évaluer l'écart entre les deux tensions de claquage :

$$V_{B_{N^+P}} \neq V_{B_{P^+N}} + 0{,}07\ V_{B_{P^+N}}.$$

Pour ces types de jonctions, nous avons déterminé la répartition des chartes mobiles en régime de courant inverse de claquage. Nous avons vu qu'au voisinage du champ maximum, on pouvait linéariser la répartition de ces charges en fonction de la distance. Si on convient d'appeler zone de multiplication la zone où la répartition de ces charges entre les porteurs de signe contraire n'est pas constante, il apparaît un comportement très différent des jonctions $P^+N$ et $N^+P$ quant à la dimension de cette zone.

De cette étude de la zone de multiplication sont déduits des résultats importants concernant :

- la détermination des tensions de claquage des structures PIN et de Read.

- la détermination de la résistance différentielle statique de charge d'espace d'une jonction abrupte.

L'étude analytique et numérique que nous avons effectuée dans le but de déterminer les lois de multiplication nous a permis de mettre en évidence les inexactitudes qui résultaient de l'application de la loi de Miller.
Nous avons ainsi été conduit à rechercher des lois analytiques simples permettant le calcul correct des coefficients de multiplication. Les lois que nous avons énoncées sont bien vérifiées par l'expérience.

En nous appuyant sur les caractéristiques théoriques du mécanisme de l'ionisation en particulier sur le rôle des phonons optiques, et en tenant compte du potentiel de diffusion interne nous avons effectué le calcul du coefficient de température de la tension de claquage par avalanche $V_B$ . Les résultats que nous trouvons sont en bon accord avec les valeurs expérimentales .

Enfin, nous avons conclu notre étude en étudiant l'effet de multiplication par avalanche dans la structure transistor. Les principaux résultats que nous avons dégagés concernent la détermination des tensions maximum utilisables et du temps de commutation d'un transistor en régime d'avalanche.

Notre travail apporte ainsi des précisions sur le comportement des jonctions PN en régime d'avalanche. Nous pensons qu'il offre un certain nombre de possibilités pratiques d'utilisation des résultats mis en lumière tant dans le domaine de la conception des composants que dans celui de l'analyse et de la synthèse des dispositifs électroniques.

Les éclaircissements apportés sur la détermination quantitative des tensions de claquage, des lois de multiplication, des résistances différentielles statiques et des coefficients thermiques ont été appliqués, à titre d'exemple, à l'étude de certains comportements des dispositifs suivants :

- dispositifs à temps de transit
- régulateurs de tension utilisant l'effet d'avalanche
- photomultiplicateurs à avalanche
- transistors en régime d'avalanche.

Dans le domaine des applications notre énumération n'est évidemment pas limitative.

Dans le cadre du L.A.A.S., les résultats de ce travail seront utilisés de façon plus particulière pour l'étude des thyristors, des régulateurs de tension et

des dispositifs à impulsions basés sur l'effet d'avalanche.

Pour ce qui concerne le prolongement de nos recherches des études sont également poursuivies d'une part sur l'analyse bidimensionnelle du fonctionnement en régime d'avalanche et son rôle dans le phénomène de deuxième disruption d'autre part sur la conception de composants semiconducteurs particuliers.

# BIBLIOGRAPHIE

[1] C. ZENER.

Proc. R. Soc. 145, 523 (1934).

[2] W. SHOCKLEY.

Problems related to PN junctions in silicon
Czech. J. Phys. B 11 (1961)

[3] P.A. WOLFF.

Phys. Rev. 95, p. 1415, (1954)

[4] G.A. BARAFF.

Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors.
Phys. Rev. , vol. 128, n°6, p. 2507, (1962)

[5] C.A. LEE - R.A. LOGAN - R.L. BATDORF - J.J. KLEIMACK. W. WIEGMANN.

Ionization rates of holes and electrons in silicon
Phys. Rev., vol. 134, n° 3 A, p. A 761 (1964)

[6] K.G. MAC KAY.

Avalanche breakdown in silicon
Phys. Rev., vol. 94, n° 4, p. 877 (1954).

[7] J. URGELL.

Effet du sens de croissance du champ électrique sur les conditions de claquage par avalanche.
Electronics Letters vol. 5, n°1 (Janvier 1969).

[8] S.L. MILLER.

Ionization rates for holes and electrons in silicon
Phys. Rev. 105, p. 1246 (1957)

[9] J.L. MOLL - R. VAN OVERSTRAETEN.

Charge multiplication in silicon PN junctions
Solid State Electronics, vol. 6, pp. 147-157 (1963)

[10] S.M. SZE - G. GIBBONS.

Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors
Solid State Electronics, vol. 9, p. 831 (1966)

[11] J. URGELL.

Etude numérique de la multiplication par avalanche dans les jonctions PN abruptes au Silicium.
Electronics-Letters, vol. 4, n°21 (1968)

[12] G. GIBBONS - S.M. SZE.

Avalanche breakdown in read diodes and PIN diodes
Solid State Electronics, vol. 11, pp. 225-232 (1968).

[13] J. URGELL.

Résistance différentielle des jonctions PN abruptes au silicium soumises à l'effet d'avalanche.
C.R.A.S. Paris, t. 267 (14 Oct. 1968), série B, pp. 760-763.

[14] C.Y. DUH - J.L. MOLL.

Temperature dependance of hot electron drift velocity in silicon of high electric field.
Solid State Electronics, vol. 11, p. 917 (1968)

[15] S.M. SZE - W. SHOCKLEY.

Unit cube expression for space charge resistance.
BSTJ, vol. XLVI, n°5 (1967)

[16] M. GILDEN - M.E. HINES.

Electronic tuning effects in the Read Microwave avalanche diode.
IEEE Trans on Electron Devices vol ED 13, n°1, pp. 169-175 (1966)

[17] J. URGELL.

Etude analytique de la multiplication par avalanche dans les jonctions PN abruptes au silicium.
C.R.A.S. Paris, t. 267 (7 Oct. 1968) Série B pp. 675-678.

[18] A. GOETZBERGER - B. Mac DONALD - R.H. HAITZ - R. R.M. SCARLETT.

Avalanche effets in silicon PN junctions.
II structuraly perfect junctions.
J. of Appl. Phys., vol. 34, n° 6, pp. 1589-1598 (1963)

[19] R.H. HAITZ.

Model for the electrical behaviour of microplasmas
J. of Appl. Phys., vol. 35, n°5, pp. 1370-1377 (1964).

[20] G. BRUHAT.

Cours de Physique Générale.

[21] R. PRAJOUX.

Etude des composants semi-conducteurs utilisables comme source de référence ou détecteurs d'écart-préamplificateurs à faible niveau.
Thèse de Docteur-Ingénieur, Toulouse, le 5 Avril 1965.

[22] M. SINGH TYAGI.

Zener and avalanche Breakdown in silicon alloyed PN junctions : II
Solid State Electronics, vol. 11, pp. 117-128 (1968)

[23] R.H. HAITZ - H. GOETZBERGER - R.M. SCARLETT - W. SHOCKLEY.

Avalanche effects in PN junctions
I Localised photomultiplication studies on microplasmas
J. Appl. Phys. , vol. 34, p. 1581 (1963).

[24] K. MEADA - K. SUZUKI.

Microplasmas in silicon PN junctions.
Jap. J. Appl. Phys., vol. 1, p. 193 (1962).

[25] R.J. MAC INTYRE.

Theory of Microplasma instability in silicon
J. Appl. Phys., vol. 32, p. 983 (1961).

[26] R.E. BURGESS.

Statistical theory of Avalanche breakdown in silicon
Can J. Phys., vol. 37, p. 730 (1959).

[27] C.A. LEE - R.L. BATDORF - W. WIEGMANN - G. KAMINSKY.

Technological developments evolving from research on Read diodes
IEEE Trans on Electron Devices.
Vol ED 13, n°1, p. 175 (1966)

[28] R.L. BATDORF - A.G. CHYNOWETH - G.C. DACEY - P.W. FOY.

Uniform silicon PN junctions broad area breakdown
J. Appl. Phys., vol. 31, p. 1153 (1960).

[29] MERCIER.

Rapport DGRST n° 66 00 133 00 212 75 01 (1968)

[30] K.M. JOHNSON.

High speed photodiode signal enhancement at avalanche breakdown voltage.
IEE Trans. on Electron Devices, vol. ED 12, p. 55 (1965)

[31] KATSUHIKO - NISHIDA.

Effect of donor density on avalanche photomultiplication in silicon $P^{+}N$ junction.
Jap, J. Appl. Phys. 8, p. 128 (1969).

[32] G. RIPOCHE.

Contribution à l'étude des photodiodes au silicium travaillant en régime d'avalanche.
Thèse de Spécialité. Faculté des Sciences de Paris (oct. 1968).

[33] J.R.A. BEALE - W.L. STEPHENSON - E. WOLFENDALE.

Proc. of I.E.E., 104, pp. 394-402 (1957).

[34] G. REY.

Sur l'étude bidimensionnelle du comportement électrique des transistors à structure plane et latérale.
Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques, Février 1968, Faculté des Sciences de Toulouse.

[35] J. M. GOGUE.

Les transistors haute fréquence de puissance : problèmes fondamentaux.
L'onde Electrique, p. 341 (Mars 1965).

[36] W. SHOCKLEY - J. GIBBONS.

Theory of transient build up in avalanche transistors.
Trans IEEE (1959.

[37] Ph. LETURCQ.

Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques. Faculté des Sciences de Toulouse. A Paraître.

[38] J. URGELL.

Phénomènes liés à la présence de l'émetteur lorsque la jonction collecteur-base d'un transistor planar est soumise à des fortes tensions inverses.
C.R.A.S. Paris, t. 261, pp. 2597-2600, (oct. 1965).

[39] J. CLOT - J. URGELL.

Nouvelle forme de commutation bistable utilisant l'effet d'avalanche sur un transistor.
"Les composants électroniques" (Nov. 1965).

[40] G. GIRALT - J. CLOT - J. URGELL - PHAM HUU HIEP.

Perfectionnements apportés aux commutateurs électroniques notamment pour les circuits de comptage rapides.
Brevet CNRS n° 1380-752 (oct. 1964).

# ANNEXES

## ANNEXE 1

Il est possible, en s'aidant de considérations de symétrie et du théorème de Gauss, de préciser un peu mieux le profil de la charge d'espace du type de jonction indiqué sur la figure A-1.

Considérons la jonction réelle $P^+_{AIC}N_{CIB}$ et la jonction hypothétique $P^+_{BID}N_{CIB}$; pour la première AB est le plan de coupure, pour la seconde CD est le plan de coupure. Ces deux jonctions ont des charges d'espace identiques et de courbure opposée à la charge d'espace de la jonction hypothétique $P^+_{BIB}N_{BIC}$. Au point p par exemple, le flux de champ électrique induit dans la zone N par $P^+_{AIC}N_{CIB}$ s'annule, les courbures des charges d'espace de $P^+_{BID}N_{CIB}$ et $P^+_{BIC}N_{BIC}$ à la verticale du point p seront par conséquent égales donc nulles.

Il apparaît donc que les points p et q d'une part, s et r d'autre part

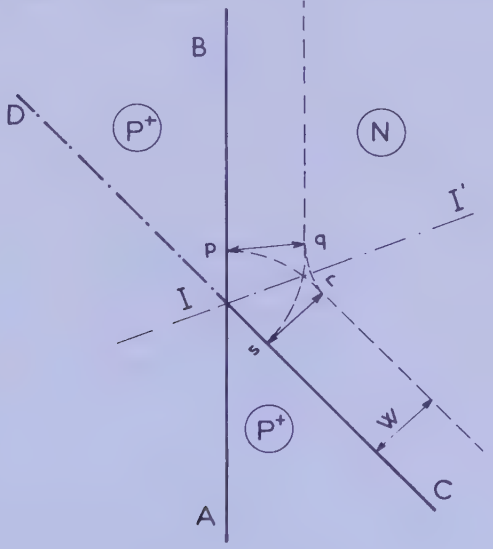



Figure A-1

sont sur une même perpendiculaire au plan de jonction.

Faisons le bilan des renseignements acquis sur le bord de la charge d'espace d'une jonction du type $P^+_{AIC}N_{CIB}$ :

- le contour est perpendiculaire au plan de surface et tangent au contour de charge d'espace de la jonction plane adjacente.

- $I_p = I_s$

- à partir du point p la courbure de ce contour décroît jusqu'à devenir nulle au point r.

Le sens de courbure de la charge d'espace et l'égalité : $I_p = I_s$ implique (cf figure A-2)

$$I_{p'} \leq I_p = W_s \leq W$$

avec

$$I_{p'} = W \frac{\sin\theta}{1+\cos\theta}$$

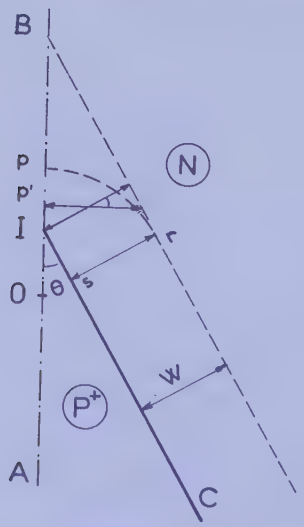



Figure A-2

Ceci étant précisé on pourra tracer approximativement la limite de charge d'espace en construisant un cercle centré sur AB, tangent à la charge d'espace de la jonction plane et tel que $I_p = I_s = W_s$.

Il est certain que cette construction est très approximative puisque la courbure du cercle est constante alors que la courbure de la charge d'espace réelle décroît à partir du point $p$.

Cette construction a, toutefois, le mérité d'être simple; signalons, cependant qu'une description beaucoup plus fine serait donnée par une fonction sinus ayant son maximum en $p$, son point d'inflexion en $r$ admettant AB comme axe de symétrie et toujours telle que $I_p = I_s$.

ANNEXE 2

Lorsqu'une forte tension inverse est appliquée entre collecteur et base d'un transistor diffusé l'émetteur restant ouvert (figure A-3a), une oscillation du type relaxation peut apparaître sur le collecteur de ce transistor (figure A-3b)

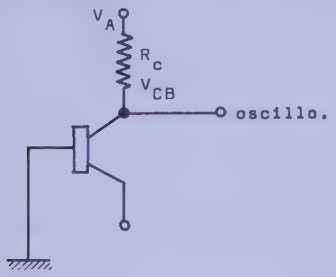



Figure A-3a

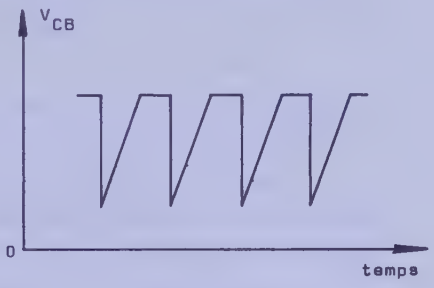



Figure A-3b

Cette oscillation apparaît généralement soit sur des transistors où la jonction collecteur-base claque dans la région située sous l'émetteur soit sur des transistors présentant un phénomène de perçage.

Dans le cas où la jonction collecteur-base claque dans son centre avant que n'apparaisse le perçage, le courant inverse de cette jonction traverse une région à résistance très élevée avant d'atteindre le contact de base (figure A-4).

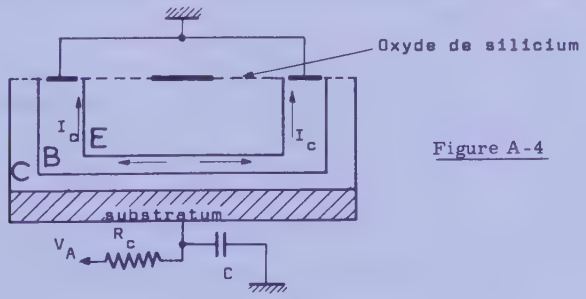



Figure A-4

Ce courant polarise en direct la jonction émetteur-base et le potentiel de la région d'émetteur suit (à la tension de seuil près) le potentiel le plus élevé de la région de base. La partie latérale de la jonction emetteur-base est donc polarisée en inverse et il y a égalité du courant inverse de cette partie latérale et du courant direct de la partie centrale de cette jonction.

Au moment du claquage, M est très grand et la résistance répartie entre le point de claquage et le contact de base atteint aisément quelques centaines d'Ohms.

Dans ces conditions l'inégalité $r_e \leq (\gamma\beta^{*}M-1)(R_b+r_{bb'})$ relative à l'amorçage des oscillations peut être satisfaite. En effet la valeur de $r_e$ peut être rendue assez petite à l'aide :

- d'une part du courant permanent traversant en direct le centre de la jonction émetteur-base (ce courant est, nous l'avons dit, égal au courant inverse de la partie latérale) ;

- d'autre part du courant variable traversant en direct le centre de cette même jonction. Ce courant a pour origine le bruit affectant le courant de claquage de la jonction collecteur-base : les variations erratiques de ce courant de claquage provoquent des variations erratiques du potentiel au centre de la jonction émeteur base et par conséquent l'apparition d'un courant de déplacement également érratique, équilibré par un courant variable traversant en direct la jonction émetteur-base.

Lors du déclenchement de l'oscillation les diverses capacités disposées sur le collecteur se déchargent dans le transistor. Le courant de décharge est alimenté d'abord par les capacités disposées entre l'émetteur et le contact de base et ensuite par le courant de claquage de la partie latérale de la jonction émetteur base.

Lorsque la décharge prend fin, la différence de potentiel mesurée entre les contacts d'émetteur et de base est égale à la tension de claquage de la partie latérale

de la jonction émetteur base. La fréquence des oscillations est fixée soit par les paramètres associés au circuit d'émetteur, soit par les paramètres associés au circuit de collecteur. Leur rôle se traduit globalement sur les formes d'onde de $V_{EB}(t)$ (figure A-5) et de $V_{CB}(t)$ (figure A-3b), et l'observation expérimentale de ces signaux indique quels sont parmi ces paramètres ceux qui déterminent la fréquence de répétition.

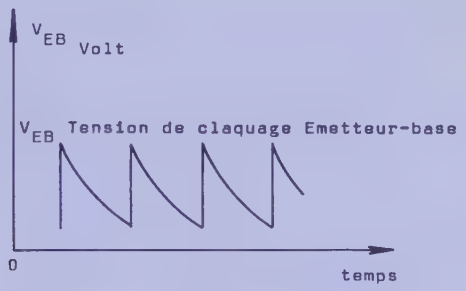
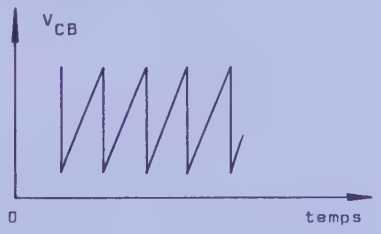



Figure A-5

Dans le cas du perçage les formes d'onde vues sur le collecteur et l'émetteur sont analogues aux précédentes avec toutefois la différence liée au fait que la fréquence de répétition des oscillations est déterminée uniquement par la forme d'onde vue sur le collecteur (figure A-6)



## ANNEXE 3

Dans le chapitre V relatif à l'effet d'avalanche dans les transistors nous avons défini les deux états stables $BV_{CBO}$ et $LV_{CEO}$.

Pour un transistor au silicium de type NPN la différence de potentiel $BV_{CBO} - LV_{CEO}$ est approximativement égale au double de la tension $LV_{CEO}$. Une commutation bistable utilisant ces deux états sera donc intéressant quant à l'amplitude de son niveau de sortie.

Pour réaliser un commutateur bistable, on doit commander alternativement l'apparition de l'un et l'autre état à l'aide d'une même excitation.

Pour ce faire, on réalise le circuit représenté sur la figure A-6a où les résistances $R_c$ et $R_b$ sont choisies de façon à ce qu'un état stable conducteur puisse exister pour une tension $V_{20} = LV_{CER_b} \# LV_{CEO}$. La tension + V d'alimentation est choisie légèrement inférieure à $BV_{CBO}$.

Lorsque le transistor est bloqué la tension $V_{20}$ est égale à la tension + V (point stable I de la figure A-7). Sous l'effet d'une excitation positive appliquée sur la base le transistor devient conducteur ; la tension qui apparaît $V_{20}$ est déterminée par la caractéristique courant tension en présence d'excitation et le circuit r,C mis en parallèle sur le transistor (caractéristique [Z] de la figure A-7). Si, lorsque l'excitation de durée $\theta$ prend fin, la tension aux bornes du condensateur C est encore supérieure à la tension $LV_{CER_b}$, le transistor reste conducteur au point stable II sur la caractéristique courant tension [W] définie en l'absence d'excitation sur la base (trajectoire I-A-B-C II de la figure A-7)

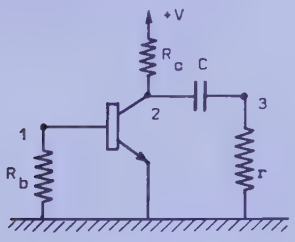



Figure A-6a

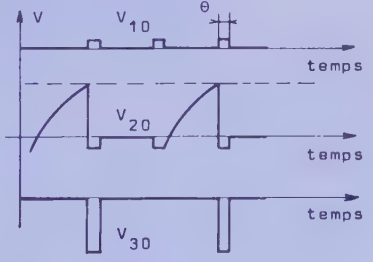



Figure A-6b

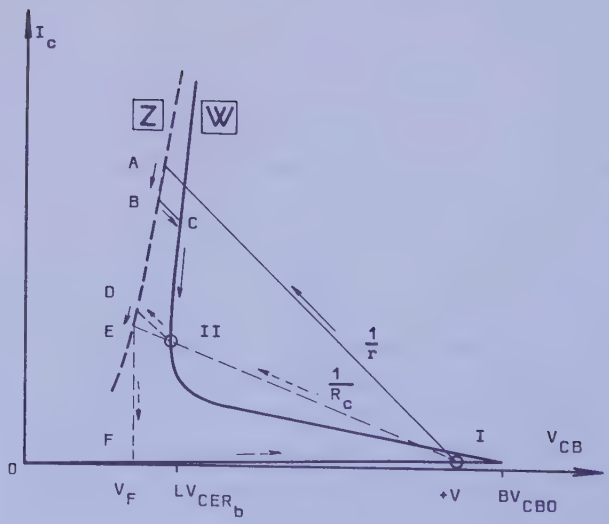



Figure A-7

Considérons maintenant le transistor dans l'état conducteur II, on écrit, dans ces conditions : $V_{20} = V_{23} = LV_{CER_b}$

Lors d'une nouvelle excitation, le point de fonctionnement passe sur la caractéristique [Z] ; à la fin de cette excitation, la tension $V_{23}$ est inférieure à $LV_{CER_b}$ ce qui provoque le bloquage du transistor avec l'état I comme état final (trajectoire II-D-E-F-I de la figure A-7).

Pour bien fonctionner, ce circuit doit satisfaire aux conditions suivantes

- lors de la commutation I → II, la charge perdue par le condensateur C pendant la durée θ de l'excitation doit être inférieure à C $(+V - LV_{CER_b})$.

- lors de la commuation II → I le temps de bloquage du transistor doit être plus bref que le temps de recharge du condensateur C jusqu'à la tension $LV_{CER_b}$ à travers la résistances $(R_c + r)$.

La fréquence de répétition de l'impulsion d'excitation n'a pas de limite inférieure. La limite supérieure de cette fréquence est déterminée par le temps de recharge du condensateur C jusqu'à la tension + V à travers la résistance $(R_c + r)$.

La forme d'onde théorique vue sur le collecteur du transistor est indiquée sur la figure A-6b.

Un exemple de fonctionnement montrant la forme d'onde vue sur les collecteurs de deux bistables en cascade est illustré sur la figure A-8.

Figure A-8 : Transistor NPN 2N743
Horizontal 10µs/unité
Vertical 20 V/unité

TABLES DES MATIERES


SYMBOLES UTILISES 1

INTRODUCTION 3

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LE MECANISME DE MULTIPLICATION 9

CHAPITRE II : ETUDE DES JONCTIONS SUPPOSEES PARFAITES 19

II-1 Equations reliant la multiplication des porteurs et les vitesses d'ionisation 23

II-2 Effet du sens de croissance du champ électrique sur les conditions de claquage par avalanche [7] 27

II-3 Tensions de claquage des jonctions PN abruptes 35

II-3-1 Jonctions planes 35

II-3-2 Jonctions cylindriques 37

II-3-3 Effets de bord dans la technologie Planar 39

II-3-4 Effets de bord dans la technologie Mésa 41

II-4 Répartition des porteurs libres dans les jonctions 43

II-4-1 Etude en régime statique de la distribution des charges mobiles dans les jonctions abruptes $P^+N$ et $N^+P$ 43

II-4-2 Application : prévision de la tension de claquage des jonctions PIN 50

II-4-3 Application aux jonctions de Read 55

II-4-4 Résistance différentielle statique des jonctions PN abruptes en régime d'avalanche [3] 57

II-5 Expressions analytiques approchées des facteurs de multiplication 61

II-5-1 Loi de Miller 61

II-5-2 Détermination de la valeur de l'exposant n [17] 62

II-5-2-1 Cas des tensions faibles par rapport à la tension de claquage : par conséquent M est voisin de l'unité 62

II-5-2-2 Cas des tensions voisines de la tension de claquage 64

II-5-3 Expressions analytiques du coefficient de multiplication M 68

II-5-3-1 Cas de faibles multiplications 68

II-5-3-2 Limite de validité des expressions de M pour les faibles multiplications 70

II-5-3-3 Cas des fortes multiplications 71

II-6 Coefficient thermique des jonctions PN en régime d'avalanche 75

CHAPITRE III : IMPERFECTIONS DANS LES JONCTIONS PN ET LEURS CONSEQUENCES 81

III-1 Imperfections liées à la fluctuation en densité du dopant 83

III-2 Imperfections du type "microplasma" 84

III-2-1 Identification du microplasma 84

III-2-2 Vérification de l'absence de microplasmas dans une jonction 88

CHAPITRE IV : QUELQUES CONSEQUENCES CONCERNANT LES REGULATEURS DE TENSION ET LES PHOTO-MULTIPLICATEURS A EFFET D'AVALANCHE 91

IV-1 Régulateurs de tension : problème du coefficient thermique 93

IV-2 Régulateurs de tension-bruit de microplasmas 97

IV-3 Photomultiplicateurs à effet d'avalanche 99

CHAPITRE V : EFFET D'AVALANCHE DANS LES STRUCTURES TRANSISTORS 107

V-1 Etats $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$

V-2 Détermination de la valeur des tensions $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$ 112

V-2-1 Détermination de $BV_{CBO}$ 113

V-2-2 Détermination de $\gamma\beta^*$ dans l'état conducteur $LV_{CEO}$ 115

V-2-3 Expression mathématique reliant $LV_{CEO}$ et $BV_{CBO}$ 116

V-2-4 Application à la détermination du gain interne 117

V-3 Résistance différentielle dans l'état $LV_{CEO}$ 118

V-4 Influence de la résistance différentielle de collecteur sur le temps de commutation 122

CONCLUSION 129

BIBLIOGRAPHIE 135

ANNEXE I 145

ANNEXE II 149

ANNEXE III 153

VU et PERMIS d'IMPRIMER
TOULOUSE, le 16 AVR. 1969

Le Président du Conseil Transitoire

F. MATHIS